

УДК 53.01

ГЕНЕРАЦИЯ ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ИОНОСФЕРЕ ВОЛНОЙ ЦУНАМИ

© 2019 г. В. М. Сорокин^{1, *}, А. К. Яценко¹, В. В. Сурков^{1, 2}

¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), г. Москва, г. Троицк, Россия

²Научно-производственная корпорация “Системы прецизионного приборостроения”,
г. Москва, Россия

*e-mail: sova@izmiran.ru

Поступила в редакцию 31.01.2018 г.

После доработки 07.08.2018 г.

Принята к публикации 27.09.2018 г.

В работе рассмотрен механизм генерации возмущения геомагнитного поля, сопровождающего распространение волны цунами. Источником возмущения являются электрические токи в морской среде и в ионосфере. Ток в морской среде возникает в результате ее движения в волне цунами, а ток в ионосфере возникает в результате падения на нее акустико-гравитационной волны, распространяющейся из атмосферы. Ее источником является вертикальное смещение поверхности морской среды во время распространения в ней волны цунами. Несмотря на то, что проводимость ионосферы значительно меньше проводимости морской среды, величина тока в ней может превышать величину тока в морской среде в результате экспоненциального роста амплитуды акустико-гравитационной волны в процессе ее распространения вверх. Получено пространственное распределение возмущения индукции магнитного поля электрических токов, протекающих в морской среде и в ионосфере с учетом их взаимной индукции. Показано, что генерация электрического тока в ионосфере значительно меняет характеристики возмущения геомагнитного поля, генерируемого волной цунами. Расчеты показали возможность космического мониторинга волн цунами с использованием спутников для регистрации возмущений геомагнитного поля.

DOI: 10.1134/S0016794019020135

1. ВВЕДЕНИЕ

Движение проводящей морской среды в волне цунами в геомагнитном поле приводит к появлению электрического тока и, соответственно, к геомагнитным возмущениям. В работе [Toh et al., 2011] приведены результаты регистрации геомагнитных вариаций, связанных с прохождением волны цунами от двух землетрясений в районе Курильских о-вов 15.11.2006 г. и 13.01.2007 г. Эти данные дали возможность определить направление распространения волны цунами. Амплитуда горизонтальной компоненты геомагнитного возмущения изменяла знак на противоположенный для стадий роста и спада волны. Электромагнитные поля, генерируемые движением морской среды, могут регистрироваться на поверхности земли и на океанском дне. В работе [Manoj and Maus, 2011] приведены данные регистрации геомагнитных возмущений, сопровождающих цунами, которое возникло в результате сильного землетрясения в Чили 27.02.2010 г. Измерения, проведенные на расстоянии 3500 км на запад от эпицентра, обнаружили периодический сигнал

амплитудой 1 нТл, совпадающий по времени с приходом волны цунами. В работе [Zhang et al., 2014] представлено численное моделирование возмущений магнитного поля, возникающих в результате приливных течений и волн цунами. Проведено сопоставление модели с результатами наблюдений. Wang and Liu [2013] исследовали магнитные аномалии, индуцированные волнами цунами в океане. Проведенный анализ показал, что волна цунами высотой в 1 м сопровождается возмущением магнитного поля амплитудой 10 нТл на поверхности океана. Его амплитуда зависит как от параметров волны, так и от ориентации магнитного поля Земли.

Впервые в работе [Peltier and Hines, 1976] обсуждается возможность регистрации цунами с использованием методов мониторинга ионосферных возмущений. Воздействие на ионосферу осуществляется акустико-гравитационной волной (АГВ), которая распространяется вверх в атмосфере от поверхности океана до высот ионосферы. Artru et al. [2005] получили изображение возмущения ионосферы с помощью метода ионосфер-

ного зондирования, основанного на использовании сети GPS-приемников. Было показано, что возмущение ионосферы связано с волной цунами, которая достигла побережья Японии через 22 ч после землетрясения в Перу 23 июня 2001 г. Характеристики распространения внутренних гравитационных волн, генерируемых цунами, в нейтральной атмосфере и их взаимодействие с ионосферной плазмой рассмотрены в работе [Oscipinti et al., 2008]. Проанализирована роль геомагнитного поля во взаимодействии нейтральной и ионизированной компонент ионосферы в экваториальной и среднеширотной ее областях. Nickey et al. [2009] провели численное моделирование спектральных характеристик АГВ и их взаимодействие с F -областью ионосферы. Полученные результаты использованы для интерпретации связанных с цунами возмущений плотности электронов в F -области ионосферы и полного электронного содержания. Характерная скорость распространения возмущений и их горизонтальный пространственный масштаб составляют 200 м/с и 400 км соответственно. Результаты наблюдения возмущений ионосферы после землетрясений 2006 г. на Курильских о-вах, 2009 г. на о-ве Самоа и 2010 г. в Чили обсуждались в работе [Rolland et al., 2010]. Анализировались данные вариаций полного электронного содержания, полученные с помощью сети GPS-приемников, расположенных на Гавайских о-вах. Обнаружены возмущения ионосферы, сопровождающие предположительно смещение уровня морской среды волной цунами. Возмущения обусловлены распространением гравитационной волны в ионосфере со скоростью, направлением и временем ее прихода, коррелируемым с цунами. Galvan et al. [2012] провели наблюдения возмущений ионосферы, возникающих во время землетрясения и цунами в Тохоку 11 марта 2011 г. Зарегистрированы возмущения полного электронного содержания с использованием сети GPS-приемников в Японии. Обнаружены движущиеся ионосферные возмущения в направлении от эпицентра со скоростями 3400 м/с, 1000 м/с и 200–300 м/с. В работах [Ma et al., 2015; Wei et al., 2015] изучаются внутренние акустико-гравитационные волны в атмосфере, генерируемые волнами цунами, с использованием модельных и численных методов. Рассмотрено влияние электрического динамо-поля в ионосфере на плотность электронов и полное электронное содержание в присутствии АГВ. Coisson et al. [2015] получили данные наблюдения возмущения ионосферы над Тихим океаном, возможно связанного с цунами у побережья Тохоку. Цунами возникло после землетрясения 11 марта 2011 г. Данные получены с помощью спутниковой системы мониторинга. Анализ данных регистрации возмущения полного электронного содержания ионосферы показал, что характерная вертикальная длина

волны составляла 50 км, а область возмущения охватывала интервал высот порядка 200 км.

Авторы приведенных выше работ полагают, что распространение волны цунами сопровождается генерацией АГВ и значительным возмущением ионосферы. Сорокин и Федорович [1982] показали, что возмущение состояния ионосферы в результате движения ионосферной плазмы в геомагнитном поле или изменения ее ионизации в зоне протекания ионосферных токов, сопровождается вариациями геомагнитного поля. Следовательно, волна цунами генерирует возмущение геомагнитного поля, которое формируется не только электрическим током в морской среде, но и током в ионосфере. Электрический ток в морской среде возникает под действием ее движения в волне цунами в геомагнитном поле. Электрический ток в ионосфере возникает в результате ее движения в АГВ в геомагнитном поле. Эта волна генерируется вертикальным смещением поверхности морской среды в результате распространения волны цунами. Далее, АГВ распространяется в атмосфере вверх в ионосферу. Амплитуда электрического тока как в морской среде, так и в ионосфере пропорциональна произведению проводимости и скорости движения каждой из этих сред. Несмотря на то, что проводимость морской среды на три-четыре порядка превышает проводимость ионосферы, скорость движения проводящей ионосферы на три-четыре порядка превышает скорость движения морской среды в волне цунами. Это обусловлено экспоненциальным ростом скорости газа в АГВ в процессе ее распространения вверх. Как будет показано ниже, величина плотности тока в ионосфере сравнима или больше величины плотности тока в морской среде. Кроме того, возможно взаимодействие токов в результате взаимной индукции проводящей ионосферы и морской среды. В работе анализируются отмеченные выше механизмы формирования возмущения геомагнитного поля. Для проведения оценок вклада каждого механизма в амплитуду возмущения использована модель среды с вертикальным магнитным полем. В рамках такой модели возможно получить менее громоздкие выражения, которые позволяют наглядно проанализировать каждый механизм генерации и сравнить его эффективность, а также понять влияние параметров среды на формирование сигнала.

2. УРАВНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Рассмотрим модель генерации геомагнитных возмущений волной цунами, схема формирования токов в которой приведена на рис. 1. В левой части рисунка показаны токи в морской среде и в ионосфере, которые с помощью продольного тока связаны с током в сопряженной ионосфере в

правой части рисунка. Введем правостороннюю декартову систему координат с осью z , направленной вертикально вверх. Ось x совпадает с направлением распространения волны цунами. Начало координат расположим на поверхности морской среды. Геомагнитное поле \mathbf{B}_0 направлено вертикально вверх. В слое $-h < z < 0$ расположена морская среда, проводимость которой σ_w не зависит от глубины. На высоте $z = z_1$ расположен максимум тонкого проводящего слоя ионосферы, проводимость которой характеризуется тензором проводимости $\hat{\sigma}$. Выше ионосферы расположена магнитосфера, в которой проводимости поперек магнитного поля равны нулю. Между морской средой и ионосферой расположена непроводящая атмосфера. В полупространстве ниже дна морской среды $z < -h$ расположены донные породы, проводимостью которых пренебрегаем по сравнению с проводимостью морской среды. Движение проводящей среды в геомагнитном поле приводит к генерации электрического тока с плотностью \mathbf{j} и возмущению магнитного поля $\mathbf{b} = \mathbf{B} - \mathbf{B}_0$. Электрическое поле \mathbf{E} и возмущение магнитного поля \mathbf{b} определяются из системы уравнений Максвелла, в которых пренебрегается током смещения по сравнению с током проводимости \mathbf{j} :

$$\nabla \times \mathbf{b} = \mu_0 \mathbf{j}; \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t}; \quad \nabla \cdot \mathbf{b} = 0, \quad (1)$$

где μ_0 – магнитная постоянная, а плотность тока проводимости \mathbf{j} определяется из закона Ома для движущихся сред. Так как возмущение магнитного поля мало $b \ll B$, то в морской среде ток определяется законом Ома:

$$\mathbf{j} = \sigma_w (\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}_0), \quad (2)$$

где $\mathbf{V}(\mathbf{r}, t)$ – поле скоростей жидкости в волне цунами. Рассмотрим возмущение электромагнитного поля, генерируемое волной цунами, распространяющейся в плоскости (x, z) . Полагая $\partial/\partial y = 0$, получим уравнения для компоненты E_y возмущения электрического поля в морской среде:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} - \mu_0 \sigma_w \frac{\partial E_y}{\partial t} = -\mu_0 \sigma_w B_0 \frac{\partial V_x}{\partial t}. \quad (3)$$

Величина скин-слоя в морской среде равна $\sqrt{\tau/2\pi\mu_0\sigma_w} \approx 10$ км, что значительно превышает ее глубину. Для оценки использовано значение периода изменения электрического поля $\tau \approx 10$ мин, совпадающее с периодом волны цунами, и выбрано значение проводимости $\sigma_w = 3$ См/м морской среды. Следовательно, электрическое поле в морской среде мало меняется в зависимости от ее глубины. Кроме того, горизонтальная компонента

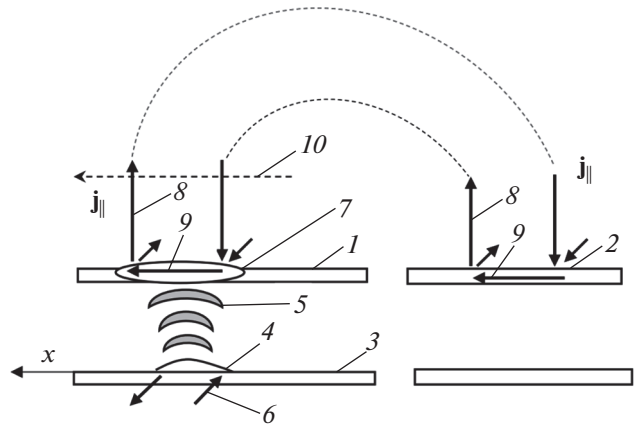


Рис. 1. Схема формирования токовой системы. (1) Проводящий слой в нижней ионосфере. (2) Проводящий слой в сопряженной ионосфере. (3) Морская среда. (4) Волна цунами. (5) Акустико-гравитационная волна. (6) Электрический ток в морской среде. (7) Возмущение ионосферы. (8) Продольный ток в верхней ионосфере и магнитосфере. (9) Электрический ток в ионосфере и в сопряженной ионосфере. (10) Траектория спутника.

скорости в волне цунами практически постоянна по глубине морской среды. Это позволяет проинтегрировать уравнение (3) по высоте при условии $\sigma_w h = \text{const}; h \rightarrow 0$ и получить граничное условие для компоненты E_y при переходе через тонкий проводящий слой морской среды. В результате получим:

$$\left\{ \frac{\partial E_y}{\partial z} \right\}_{z=0} - \mu_0 \Sigma_w \frac{\partial E_y}{\partial t} = -\mu_0 \Sigma_w B_0 \frac{\partial V_x(x, 0, t)}{\partial t}; \quad (4)$$

$$\{E_y\}_{z=0} = 0,$$

где $\Sigma_w = \sigma_w h$ – интегральная проводимость морской среды, а фигурными скобками $\{...\}$ обозначена разность значения величины на верхней и нижней границах проводящего слоя.

Рассмотрим поле в ионосфере, генерируемое АГВ в результате ее распространения вверх от возмущенной волной цунами поверхности морской среды. Закон Ома в ионосфере имеет вид:

$$\mathbf{j} = \hat{\sigma} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_0); \quad \hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_P & \sigma_H & 0 \\ -\sigma_H & \sigma_P & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{11} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где $\sigma_{P,H}, \sigma_{11}$ – проводимости Педерсена, Холла и продольная проводимость ионосферной плазмы; $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ – скорость газа в АГВ, распространяющейся из атмосферы. Т.к. в ионосфере $\sigma_{11} \gg \sigma_{P,H}$, то устремляя в (5) $\sigma_{11} \rightarrow \infty$, получим $E_z = 0$. Подставляя закон Ома (5) в уравнения Максвелла (1)

получим уравнение горизонтальной компоненты электрического поля в ионосфере:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} - \mu_0 \left(-\sigma_H \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma_P \frac{\partial E_y}{\partial t} \right) = -\mu_0 \sigma_P B_0 \frac{\partial v_x}{\partial t} \quad (6)$$

Будем полагать, что проводимости σ_P и σ_H отличны от нуля в слое нижней ионосферы толщиной ~ 30 км, достигая максимума на высоте ~ 120 км. Полагая значения проводимости ионосферы равными $\sigma_{P,H} \approx 3 \times 10^{-4}$ См/м, получим величину скин-слоя $\sqrt{\tau/2\pi\mu_0\sigma_{P,H}} \approx 10^3$ км, которая значительно превышает толщину проводящего слоя. Следовательно, горизонтальная компонента поля не меняется в вертикальном направлении внутри проводящего слоя. Это позволяет заменить уравнение (6) граничными условиями при переходе через проводящий слой ионосферы путем его интегрирования по вертикальной координате. Формально высотную зависимость проводимости можно заменить δ -функцией в точке ее максимума. Введем интегральные проводимости Педерсена и Холла по формулам:

$$\sigma_{P,H} = \Sigma_{P,H} \delta(z - z_1); \quad \Sigma_{P,H} = \int \sigma_{P,H}(z) dz.$$

Подставляя это равенство в уравнение (6) и интегрируя по z , получим граничное условие на тонком проводящем слое ионосферы:

$$\left\{ \frac{\partial E_y}{\partial z} \right\}_{z=z_1} - \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (-\Sigma_H E_x + \Sigma_P E_y) = -\mu_0 B_0 \Sigma_P \frac{\partial}{\partial t} v_x(x, z_1, t); \quad \{E_y\}_{z=z_1} = 0. \quad (7)$$

В равенстве (7) исключим компоненту E_x , воспользовавшись уравнением непрерывности тока в ионосфере $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$. Проинтегрируем это равенство по толщине проводящего слоя ионосферы:

$$\frac{\partial}{\partial x} [\Sigma_P E_x + \Sigma_H E_y - \Sigma_H B_0 v_x(x, z_1, t)] = -[j_z(z_1 + 0) - j_z(z_1 - 0)] = -j_{11}, \quad (8)$$

где $j_{11} = j_z(z_1 + 0)$ — продольный ток, протекающий из ионосферы вверх в магнитосферу, а ток на нижней границе ионосферы равен нулю $j_z(z_1 - 0) = 0$. Вследствие высокой проводимости магнитосферы вдоль силовых линий геомагнитного поля, продольный ток в магнитосфере протекает вдоль магнитных силовых линий и замыкается на проводящем слое сопряженной ионосферы, как показано на рис. 1. В квазистатическом приближении электрическое поле в верхней ионосфере и магнитосфере определяется из второго уравнения

системы (1) $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = 0$, компоненты которого имеют вид:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = 0; \quad \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} = 0.$$

Из этих уравнений следует, что компонента E_x переносится вдоль силовых линий геомагнитного поля без изменения в сопряженную ионосферу, а компонента E_y убывает вверх на расстояниях от ионосферы порядка горизонтального масштаба цунами. Так как этот масштаб составляет сотни километров, то компонента E_y не достигает сопряженной ионосферы. Свойства компоненты E_x в магнитосфере определяются квазистационарным пределом направляемой альвеновской волны, а свойства компоненты E_y определяются квазистационарным пределом магнитозвуковой волны. Запишем уравнение (8) в сопряженной ионосфере, в которую продольный ток переносится без изменения:

$$\frac{\partial}{\partial x} \Sigma_P E_x = j_{11}. \quad (9)$$

Складывая и вычитая уравнения (8) и (9), получим:

$$E_x = -\frac{\Sigma_H}{2\Sigma_P} [E_y - v_x(x, z_1, t) B_0]; \quad j_{11} = -\frac{\Sigma_H}{2} \frac{\partial}{\partial x} [E_y - v_x(x, z_1, t) B_0]. \quad (10)$$

Подставляя первую из формул (10) в граничное условие на ионосфере (7), и полагая зависимость компонент поля от x и t в виде $\exp(ikx - i\omega t)$, преобразуем граничные условия (4) и (7) для компоненты поля E_y в морской среде и в ионосфере:

$$\begin{aligned} \left\{ \frac{dE_y}{dz} \right\}_{z=z_1} + i\omega\mu_0 \Sigma_c E_y(z_1) &= \\ = i\omega\mu_0 \Sigma_c B_0 v_x(k, z_1, \omega); \quad \{E_y\}_{z=z_1} &= 0, \\ \left\{ \frac{dE_y}{dz} \right\}_{z=0} + i\omega\mu_0 \Sigma_w E_y(0) &= \\ = i\omega\mu_0 \Sigma_w B_0 v_x(k, 0, \omega); \quad \{E_y\}_{z=0} &= 0, \\ \Sigma_c &= \Sigma_P + \Sigma_H^2 / 2\Sigma_P. \end{aligned} \quad (11)$$

Электрическое поле в атмосфере и ниже морской среды в земле определяется уравнениями (1), в которых $\mathbf{j} = 0$. В верхней ионосфере в магнитосфере электрическое поле определяется уравнениями (1) и (5), в которых $\mathbf{v} = 0$ и компоненты тензора проводимости $\sigma_P = \sigma_H = 0$. Для компоненты E_y в трех средах имеем уравнение:

$$\frac{d^2 E_y}{dz^2} - k^2 E_y = 0.$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$\begin{aligned} z > z_1 & \quad e_y = c_1 \exp(-kz) \\ 0 < z < z_1 & \quad e_y = c_2 \exp(kz) + c_3 \exp(-kz) \\ z < 0 & \quad e_y = c_4 \exp(kz), \end{aligned}$$

где $c_{1...4}$ – произвольные константы, которые определяются подстановкой решений в граничные условия (11). Компоненты возмущения магнитного поля определяется из второго уравнения системы (1):

$$b_x = \frac{i}{\omega} \frac{dE_y}{dz}; \quad b_z = \frac{k}{\omega} E_y.$$

Определяя константы, получим выражения для компонент возмущения магнитного поля в слое $0 < z < z_1$ атмосферы в виде:

$$\begin{aligned} b_x(k, \omega, z) &= \\ &= B_0 \left[v_x(k, \omega, z_1) F_x^i(k, \omega, z) - V_x(k, \omega) F_x^w(k, \omega, z) \right], \\ b_z(k, \omega, z) &= \\ &= -iB_0 \left[v_x(k, \omega, z_1) F_z^i(k, \omega, z) + V_x(k, \omega) F_z^w(k, \omega, z) \right], \end{aligned} \quad (12)$$

где $v_x(k, \omega, z_1)$ – горизонтальная скорость газа в АГВ на высоте ионосферы; $V_x(k, \omega)$ – горизонтальная компонента скорости морской среды в волне цунами. В равенствах (12) введены обозначения:

$$\begin{aligned} F_{x,z}^i(k, \omega, z) &= \frac{u_w e^{kz} \mp i(\omega/k) e^{-kz}}{u_i u_w e^{kz_1} + (\omega/k)^2 e^{-kz_1}}; \\ F_{x,z}^w(k, \omega, z) &= \frac{u_i e^{k(z_1-z)} \mp i(\omega/k) e^{-k(z_1-z)}}{u_i u_w e^{kz_1} + (\omega/k)^2 e^{-kz_1}}, \\ u_i &= c_i - i\omega/k; \quad u_w = c_w - i\omega/k; \\ c_i &= 2/\mu_0 \Sigma_c; \quad c_w = 2/\mu_0 \Sigma_w, \end{aligned}$$

где знак (–) соответствует x -компоненте, а знак (+) соответствует z -компоненте. Положив в равенствах (12) $\Sigma_c = 0; c_i \rightarrow \infty$ найдем выражение компоненты возмущения магнитного поля, генерируемого волной цунами без влияния ионосферы:

$$b_x(k, \omega, z) = -B_0 \frac{k \exp(-kz)}{kc_w - i\omega} V_x(k, \omega).$$

Это выражение совпадает с равенством, полученным в работе [Wang and Liu, 2013], в которой рассматривался механизм генерации возмущений магнитного поля волной цунами.

Рассмотрим возмущение геомагнитного поля в верхней ионосфере и магнитосфере, возникающее в результате распространения волны цунами в морской среде. Возникновение этого возмущения связано с генерацией поперечных токов и продольного тока в ионосфере движением нейтральной компоненты. Механизм формирования

продольного тока в процессе движения нейтральной компоненты ионосферы рассматривался в работе [Pokhotelov et al., 1999]. В представленной выше модели гидродинамического возмущения генерируется акустическая ветвь АГВ. Эта ветвь генерирует продольный ток, который пропорционален интегральной проводимости Холла Σ_H ионосферы. В области высот $z > z_1$ из первого уравнения системы (1) имеем:

$$\mu_0 j_{11}(x, t) = \frac{\partial b_y(x, t)}{\partial x}. \quad (13)$$

Как будет показано ниже, в ионосфере справедливо неравенство $E_y \ll E_x$. Следовательно, в формулах (10) можно пренебречь величиной компоненты E_y :

$$\begin{aligned} E_x(x, z, t) &\approx \frac{\Sigma_H B_0}{2\Sigma_P} v_x(x, z_1, t); \\ j_{11}(x, z, t) &\approx \frac{1}{2} \Sigma_H B_0 \frac{\partial v_x(x, z_1, t)}{\partial x}. \end{aligned} \quad (14)$$

Следует заметить, что формула (14) получена для частной модели, рассматриваемой в статье. В более общем случае дополнительный вклад в продольный ток дает гравитационная ветвь АГВ, связанная с проводимостью Педерсена (см. [Pokhotelov et al., 1999]). Из равенств (13) и (14) получим пространственно-временное распределение амплитуды возмущения геомагнитного и электрического поля в верхней ионосфере и магнитосфере:

$$\begin{aligned} b_y(x, t) &= \frac{1}{2} \mu_0 \Sigma_H B_0 v_x(x, z_1, t); \\ E_x(x, t) &= \frac{1}{\mu_0 \Sigma_P} b_y(x, t). \end{aligned} \quad (15)$$

Из равенств (15) следует, что возмущение геомагнитного поля и электрическое поле в области высот $z > z_1$ генерируются преимущественно движением газа в проводящем слое нижней ионосферы.

3. ГЕНЕРАЦИЯ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННОЙ ВОЛНЫ

Рассмотрим генерацию и распространение АГВ в атмосфере, генерируемой поднятием поверхности воды в крупномасштабной волне цунами, распространяющейся в океане. Уравнение, определяющее скорость газа $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ в АГВ, распространяющейся в слоисто-неоднородной изотермической атмосфере, в линейном приближении и в отсутствие ветра, имеет вид [Nappo, 2002; Гершман, 1974]:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{v}}{\partial t^2} = \nabla (c^2 \nabla \cdot \mathbf{v} + \mathbf{g} \cdot \mathbf{v}) + (\gamma - 1) \mathbf{g} (\nabla \cdot \mathbf{v}), \quad (16)$$

где $\gamma = 1.4$ – показатель адиабаты; $c = \sqrt{\gamma p/\rho} = \text{const}$ – скорость звука; p, ρ – давление и плотность атмосферы; $\mathbf{g} = -g \mathbf{e}_z$ – ускорение свободного падения. Из (16) следуют уравнения, определяющие вертикальную и горизонтальную компоненты скорости для пространственно-временной зависимости вида $\exp(-i\omega t + ikx)$:

$$\frac{d^2 v_z}{dz^2} - \frac{1}{H} \frac{dv_z}{dz} + \left[\frac{\omega^2}{c^2} + k^2 \left(\frac{\omega_g^2}{\omega^2} - 1 \right) \right] v_z = 0; \quad (17)$$

$$v_x = \frac{ik}{k^2 - \omega^2/c^2} \left(\frac{dv_z}{dz} - \frac{v_z}{\gamma H} \right),$$

где $H = c^2/\gamma g$ – высота однородной атмосферы; $\omega_g = \sqrt{(\gamma - 1)g/c}$ – частота Брента–Вяйсяля. Общее решение уравнения (17) имеет вид:

$$v_z(k, z, \omega) = \exp\left(\frac{z}{2H}\right) [A \exp(iqz) + B \exp(-iqz)], \quad (18)$$

$$q = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} + k^2 \left(\frac{\omega_g^2}{\omega^2} - 1 \right) - \frac{1}{4H^2}}.$$

На поверхности морской среды $z = 0$ имеем $A + B = v_z(k, 0, \omega)$, где $v_z(k, 0, \omega)$ – вертикальная компонента скорости АГВ на поверхности морской среды. Константы A, B в уравнении (18) определяются из условия положительности величины усредненного вертикального потока энергии АГВ. Это условие рассмотрено в Приложении. Согласно результатам, полученным в Приложении, решение (18) уравнений (17) для вертикальной и горизонтальной компонент скорости АГВ определяется формулой (А8) Приложения:

$$v_z(k, z, \omega) = v_z(k, 0, \omega) \exp\left(iKz + \frac{z}{2H}\right),$$

$$v_x(k, z, \omega) = -iv_z(k, 0, \omega) \frac{k(\Gamma - iK)}{k^2 - \omega^2/c^2} \times \exp\left(iKz + \frac{z}{2H}\right), \quad (19)$$

$$K = -\text{sign}(\omega) q(k, \omega); \quad \Gamma = (2 - \gamma)/2\gamma H.$$

Вертикальная компонента скорости в АГВ на поверхности морской среды совпадает с вертикальной компонентой скорости жидкости на этой поверхности в волне цунами:

$$v_z(k, 0, \omega) = V_z(k, 0, \omega). \quad (20)$$

Выразим вертикальную и горизонтальную компоненты скорости в волне цунами на поверхности морской среды $V_x(k, 0, \omega), V_z(k, 0, \omega)$ через ее смещение $\xi(k, \omega)$. Т.к. $V_z(x, z = 0, t) = \partial \xi(x, t)/\partial t$, то получим равенство: $V_z(k, 0, \omega) = -i\omega \xi(k, \omega)$.

Для определения горизонтальной компоненты скорости морской среды в волне цунами воспользуемся условием не сжимаемости $\nabla \cdot \mathbf{V} = 0$, которое для компонент имеет вид: $ikV_x(k, z, \omega) = -dV_z(k, z, \omega)/dz$. В работе [Pelinsonsky, 2006] показано, что в приближении мелкой воды $kh \ll 1$ и малых смещений поверхности $\xi/h \ll 1$ горизонтальная компонента скорости в волне цунами не меняется с глубиной. Следовательно, вертикальная компонента скорости зависит от глубины линейно $V_z(k, z, \omega) = V_z(k, 0, \omega)(1 + z/h)$. В результате получим искомую связь компонент скорости в волне цунами со смещением поверхности морской среды:

$$V_x(k, 0, \omega) = \omega \xi(k, \omega)/kh; \quad (21)$$

$$V_z(k, 0, \omega) = -i\omega \xi(k, \omega).$$

Подставляя полученные соотношения (20) и (21) в равенства (19), получим выражение для горизонтальной компоненты скорости газа в АГВ в ионосфере на высоте $z = z_1$:

$$v_x(k, z_1, \omega) = -\xi(k, \omega) \frac{\omega k(\Gamma - iK)}{k^2 - \omega^2/c^2} \exp\left(\frac{z_1}{2H} + iKz_1\right). \quad (22)$$

4. ГЕОМАГНИТНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ, ГЕНЕРИРУЕМЫЕ ВОЛНОЙ ЦУНАМИ

Волны цунами представляют собой длинные поверхностные гравитационные волны $kh \ll 1$, которые распространяются без дисперсии со скоростью $a = \sqrt{gh}$. Пусть волна цунами распространяется в положительном направлении оси x . Выберем пространственно-временную зависимость вертикального смещения поверхности морской среды в волне $\xi = \xi(x - at)$ в виде:

$$\xi(x, t) = \frac{\xi_0}{\text{ch}^2 \chi(x - at)}; \quad a = \sqrt{gh}.$$

Применяя Фурье-преобразование к этой формуле, получим:

$$\xi(k, \omega) = 2\pi \xi_0 G(k) \delta(\omega - ka);$$

$$G(k) = \frac{\pi k}{\chi^2 \text{sh}(\pi k/2\chi)}, \quad (23)$$

где ξ_0 – максимальное вертикальное смещение поверхности морской среды в волне.

Для того чтобы получить пространственно-временное распределение скорости газа в АГВ,

генерируемой волной цунами, подставим выражение (23) в формулы (19), (20), (21) и применим обратное Фурье-преобразование. Интегрируя по ω, k с учетом выбора знака q , получим:

$$v_{x,z}(x, z, t) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} \bar{v}_{x,z}(k, z) \exp[ik(x - at)] dk,$$

$$\bar{v}_x(k, z) = -a\xi_0 G(k) \frac{\Gamma + iq}{1 - h/\gamma H} \exp\left(\frac{z}{2H} - iqz\right), \quad (24)$$

$$\bar{v}_z(k, z) = -ia\xi_0 k G(k) \exp\left(\frac{z}{2H} - iqz\right).$$

Выражения (24) позволяют анализировать закономерности распространения АГВ в атмосфере. На рисунке 2 приведено распределение вертикальной компоненты скорости газа в вертикальной плоскости (x, z) в момент времени $t = x/a$. Расчет функции $W(x, z) = v_x(x, z) \exp(-z/2H)$ проведен с помощью формулы (24). Из графиков следует, что АГВ распространяется вверх в атмосфере над областью волны цунами. Ее амплитуда в ионосфере достигает значения порядка 10 м/с.

Рассмотрим возмущение магнитного поля в атмосфере. Подставим выражения (21), (22) и (23) в формулы (12) и применим обратное Фурье-преобразование. Далее, интегрируя по ω, k с учетом выбора знака q , получим пространственно-временное распределение компонент возмущения магнитного поля в слое атмосферы от поверхности морской среды до ионосферы:

$$b_{x,z}(x, z, t) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} \bar{b}_{x,z}(k, z) \exp[ik(x - at)] dk,$$

$$\bar{b}_x(k, z) = -B_0 \frac{\xi_0}{h} a G(k) \times$$

$$\times \left[\frac{h(\Gamma + iq)}{1 - h/\gamma H} \exp\left(\frac{z_1}{2H} - iqz_1\right) \times \right.$$

$$\times F_x^i(k, ka, z) + F_x^w(k, ka, z) \left. \right], \quad (25)$$

$$\bar{b}_z(k, z) = -iB_0 \frac{\xi_0}{h} a G(k) \times$$

$$\times \left[-\frac{h(\Gamma + iq)}{1 - h/\gamma H} \exp\left(\frac{z_1}{2H} - iqz_1\right) \times \right.$$

$$\times F_z^i(k, ka, z) + F_z^w(k, ka, z) \left. \right].$$

Следует отметить, что в условиях земной атмосферы и морской среды всегда $1 - h/\gamma H > 0$. Это условие означает, что скорость волны цунами меньше скорости звука в атмосфере. Входящие

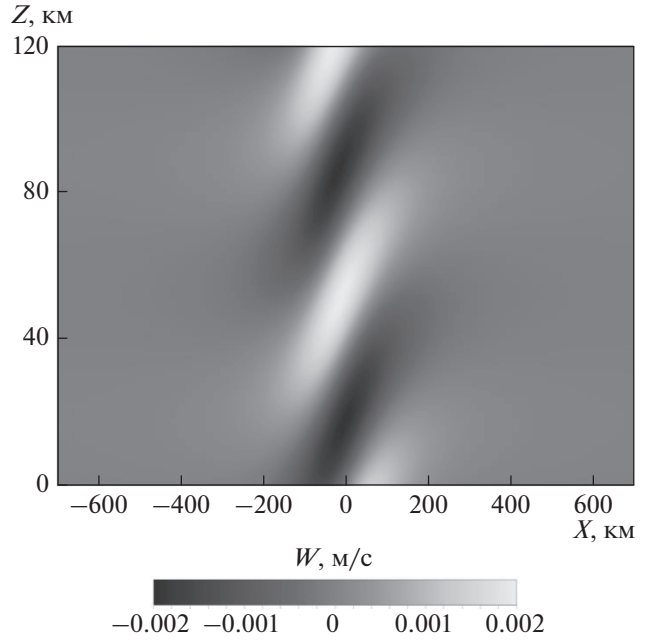


Рис. 2. Результаты расчета пространственного распределения функции $W(x, z)$ в вертикальной плоскости атмосферы. Для расчета выбраны следующие значения параметров: $x_0 = 100$ км, $h = 3$ км.

в (25) функции $F_{i,w}(k, ka, z)$ и вертикальное волновое число $q(k, ka)$ имеют вид:

$$F_{x,z}^i(k, ka, z) = \frac{(c_w - ia) e^{kz} \mp iae^{-kz}}{(c_w - ia)(c_i - ia) e^{kz_1} + a^2 e^{-kz_1}};$$

$$F_{x,z}^w = \frac{(c_i - ia) e^{k(z_1 - z)} \mp iae^{-k(z_1 - z)}}{(c_w - ia)(c_i - ia) e^{kz_1} + a^2 e^{-kz_1}}, \quad (26)$$

$$q = \sqrt{\frac{(\gamma - 1)}{\gamma h H} - \frac{1}{4H^2} - \left(1 - \frac{h}{\gamma H}\right) k^2}.$$

Приведем оценки величин в равенствах (26). Полагая $\Sigma_c = 10$ См, $h = 10^3$ м, получим $c_i \approx 2 \times 10^5$ м/с и $a \approx 10^2$ м/с. Следовательно, формулы (26) можно упростить, воспользовавшись неравенством $c_i \gg a$:

$$F_{x,z}^i(k, ka, z) = \frac{1}{2} \mu_0 \Sigma_c \exp[-k(z_1 - z)];$$

$$F_{x,z}^w = \frac{\exp(-kz)}{(c_w - ia)}. \quad (27)$$

Подставляя равенства (27) в (25), получим формулы для расчета компонент возмущения геомагнитного поля в виде:

$$\begin{aligned} \bar{b}_x(k, z) &= -B_0 \frac{\xi_0}{h} [\Phi_i(k, z) + \Phi_w(k, z)]; \\ \bar{b}_z(k, z) &= -iB_0 \frac{\xi_0}{h} [-\Phi_i(k, z) + \Phi_w(k, z)], \\ \Phi_i(k, z) &= \frac{ah\mu_0 \Sigma_c \exp(z_1/2H)}{2(1 - h/\gamma H)} \times \\ &\times G(k) (\Gamma + iq) \exp[-k(z_1 - z) - iqz_1], \\ \Phi_w(k, z) &= G(k) \frac{a \exp(-kz)}{c_w - ia}. \end{aligned} \quad (28)$$

Из равенств (28) следует, что возмущение геомагнитного поля, генерируемого волной цунами в атмосфере, складывается из двух источников. Первый источник, определяемый функцией $\Phi_i(k, z)$ — это ток в ионосфере, который возникает при распространении в ней АГВ, а второй источник, определяемый функцией $\Phi_w(k, z)$ — это ток, который возникает при движении морской среды в волне цунами. Сравним их величины. Для оценки отношения величин токов в ионосфере и в морской среде выберем функцию $\Phi_i(k, z)$ в точке $z = z_1$, а функцию $\Phi_w(k, z)$ в точке $z = 0$. Полагая $k \ll 1/\sqrt{hH}$, из (28) получим:

$$\frac{|\Phi_i|}{|\Phi_w|} \sim \sqrt{\frac{h \Sigma_c}{H \Sigma_w}} \exp(z_1/2H).$$

Положив $\Sigma_p = \Sigma_H = 10$ См, $\sigma_w = 4$ См/м, $h = 1$ км, $\Sigma_w = 4 \times 10^3$ См, $z_1 = 120$ км, $H = 8$ км, $\Sigma_c = 15$ См, получим:

$$\sqrt{\frac{h \Sigma_c}{H \Sigma_w}} \exp(z_1/2H) \sim 3.$$

Следовательно, амплитуды возмущений геомагнитного поля, генерируемые движением морской среды в волне цунами и движением ионосферы в АГВ, сравнимы по величине. Надо отметить, что для оценки выбрано значение интегральной проводимости в дневных условиях. В ночной ионосфере интегральная проводимость на порядок меньше и, следовательно, уменьшается вклад в наблюдаемое возмущение магнитного поля тока, протекающего в ионосфере. Положив $\Sigma_c = 0$ в (28), получим пространственно-временное распределение возмущения магнитного поля на поверхности морской среды без влияния ионосферы:

$$\begin{aligned} b_x(x, z, t) &= -B_0 \frac{\xi_0}{\pi h} \operatorname{Re} \left\{ \frac{a}{c_w - ia} \times \right. \\ &\times \left. \int_0^\infty G(k) \exp[ik(x - at) - kz] dk \right\}, \\ b_z(x, z, t) &= -B_0 \frac{\xi_0}{\pi h} \operatorname{Re} \left\{ \frac{ia}{c_w - ia} \times \right. \\ &\times \left. \int_0^\infty G(k) \exp[ik(x - at) - kz] dk \right\}. \end{aligned} \quad (29)$$

Расчеты амплитуд возмущений геомагнитного поля, генерируемого токами в ионосфере и в морской среде проведены по формулам (25). Для сравнения проведены расчеты по формуле (29) амплитуды возмущения геомагнитного поля, генерируемого током в морской среде без влияния ионосферы. Выбраны следующие значения параметров: $B_0 = 5 \times 10^{-5}$ Тл, $\sigma_w = 4$ См/м, максимальная амплитуда волны цунами $\xi_0 = 0.5$ м, скорость звука в атмосфере $c = 330$ м/с, интегральные проводимости ионосферы $\Sigma_p = \Sigma_H = 10$ См, высота максимума проводящего слоя ионосферы $z_1 = 120$ км, высота однородной атмосферы $H = 8$ км. На рисунке 3 приведено пространственное распределение компонент возмущения геомагнитного поля на поверхности морской среды для различных ее глубин и различных горизонтальных масштабов волны цунами. Из графиков следует, что появление тока в ионосфере сохраняет характер зависимости амплитуд компонент возмущения геомагнитного поля от времени на поверхности морской среды. Однако с ростом горизонтального масштаба волны цунами и глубины морской среды ток в ионосфере увеличивает амплитуду возмущения в пять раз. На рисунке 4 приведено пространственное распределение компонент возмущения геомагнитного поля в ионосфере на высоте максимума проводимости 120 км для различных глубин морской среды и различных горизонтальных масштабов волны цунами. Из графиков следует, что учет тока в ионосфере приводит к увеличению амплитуды сигнала в четыре–пять раз. С увеличением горизонтального масштаба и глубины морской среды характер зависимости от времени амплитуды возмущения сохраняется. Однако с уменьшением этих параметров происходит качественное изменение временных характеристик сигналов. Именно, учет тока в ионосфере приводит к перемене знака горизонтальной компоненты возмущения геомагнитного поля по сравнению с однополярной временной зависимостью, в то время как вертикальная компонента возмущения становится однополярной. На рисунке 5 приведено пространственное распределение в вертикальной плоскости атмосферы компоненты возмущения геомагнитного поля, генерируемого волной цунами. Из рисунка следует, что учет тока в ионосфере приводит к принципиальному изменению высотной зависимости амплитуды возмущения в слое Земля – ионосфера. Ее величина достигает значения (1–10) нТл и не убывает с высотой.

В верхней ионосфере и магнитосфере отлична от нуля компонента возмущения геомагнитного поля b_y , которая генерируется АГВ согласно формуле (15). Подставляя (24) в (15), получим:

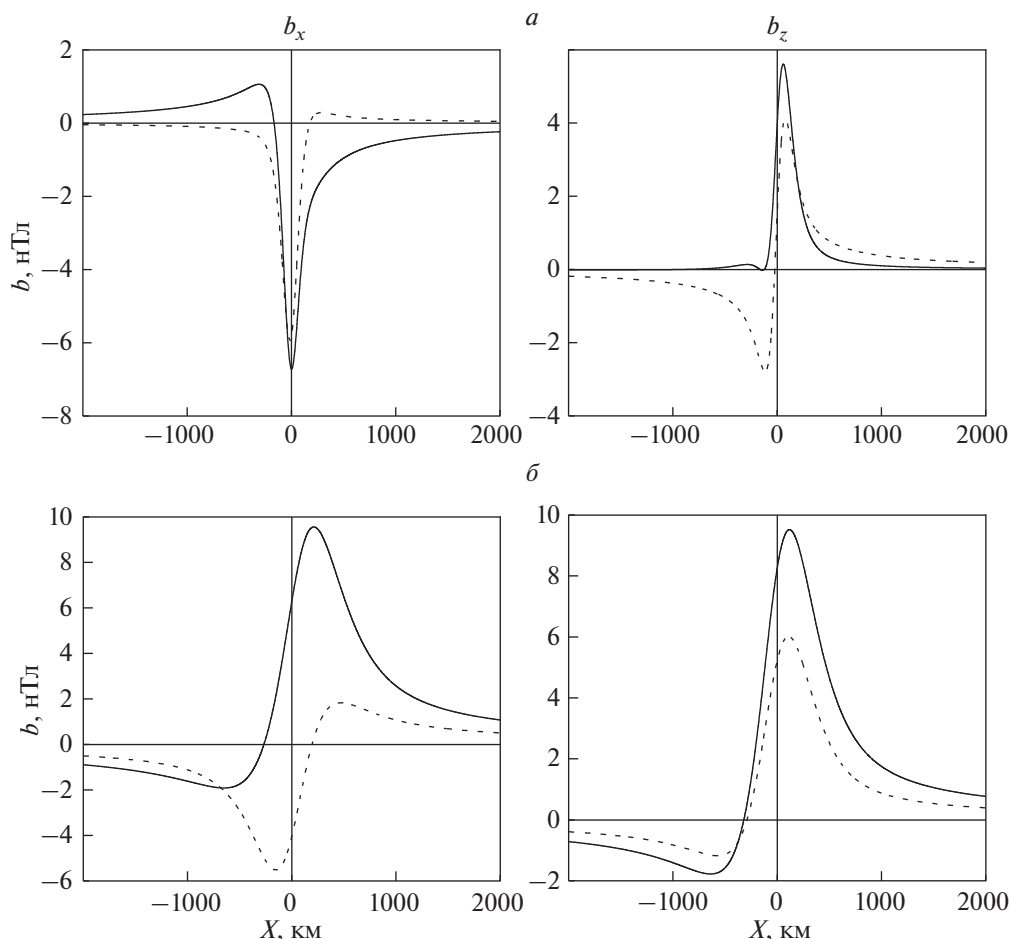


Рис. 3. Результаты расчетов горизонтального распределения компонент возмущения геомагнитного поля на поверхности морской среды. Пунктирной линией обозначены возмущения магнитного поля, генерируемые электрическим током в морской среде. Сплошной линией обозначены возмущения магнитного поля, генерируемые электрическими токами в ионосфере и в морской среде. Для расчетов выбраны следующие значения параметров: верхняя панель – $x_0 = 100$ км, $h = 1$ км; нижняя панель – $x_0 = 300$ км, $h = 3$ км.

$$b_y(x, t) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} \bar{b}_y(k) \exp[ik(x - at)] dk,$$

$$E_x(x, t) = \frac{1}{\mu_0 \Sigma_p} b_y(x, t); \quad j_{11}(x, t) = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial b_y(x, t)}{\partial x}, \quad (30)$$

$$\bar{b}_y(k) = -\frac{1}{2} B_0 \mu_0 \Sigma_H a \xi_0 G(k) \times$$

$$\times \frac{\Gamma + iq}{1 - h/\gamma H} \exp\left(\frac{z_1}{2H} - iqz_1\right).$$

Формулы (30) позволяют рассчитать пространственно-временное распределение возмущения геомагнитного поля, электрического поля и продольного тока в верхней ионосфере и магнитосфере. На рисунке 6 приведены результаты расчета возмущения геомагнитного поля и продольного тока. Из графиков следует, что увеличение глубины морской среды приводит к росту горизонтального масштаба продольного тока и его магнитного

поля. Амплитуда магнитного поля может достигать значений порядка 10 нТл, а амплитуда продольного тока достигает $j_{11} \approx 8 \times 10^{-8}$ А/м².

Приведем оценку величины компонент электрического поля в области $z > z_1$. Из уравнения $\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{b} / \partial t$ и условия $\partial / \partial t = -a \partial / \partial x$ получим $E_y = a b_z$. Из графиков следует, что на высотах ионосферы $b_z \sim (1-10)$ нТл. Полагая $a = 100$ м/с, получим $E_y \approx (0.1-1.0)$ мкВ/м. Из графиков рис. 6 следует, что $b_y \approx 10$ нТл. Полагая $\Sigma_p \approx (1-10)$ См, из (30) получим $E_x \approx (1-10)$ мВ/м. Следовательно, в формулах (10) можно пренебречь величиной $E_y \ll E_x$. Из (14) следует, что $E_y \approx 1$ мкВ/м, $E_x \approx 10$ мВ/м, $j_{11} \approx 10^{-8}$ А/м². Следует отметить, что значение компоненты E_x получается из электростатического приближе-

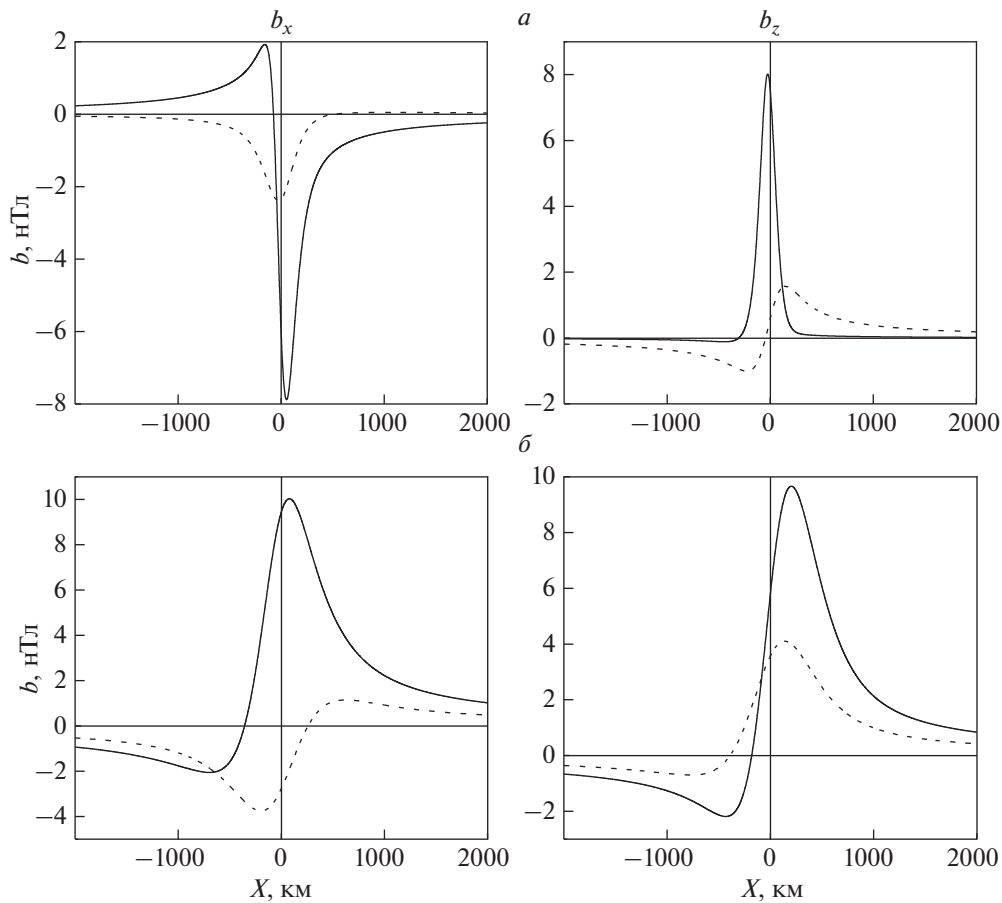


Рис. 4. Результаты расчетов горизонтального распределения компонент возмущения геомагнитного поля в ионосфере на высоте 120 км. Пунктирной линией обозначены возмущения магнитного поля, генерируемые электрическим током в морской среде. Сплошной линией обозначены возмущения магнитного поля, генерируемые электрическими токами в ионосфере и в морской среде. Для расчетов выбраны следующие значения параметров: верхняя панель – $x_0 = 100$ км, $h = 1$ км; нижняя панель – $x_0 = 300$ км, $h = 3$ км.

ния, а E_y – генерируется индукционными эффектами и в электростатическом приближении обращается в нуль ($E_y = -\partial\phi/\partial y \equiv 0$). Приведенные оценки показывают, что компонента b_y магнитного поля продольного тока и компонента E_x электрического поля в верхней ионосфере и магнитосфере, генерируемые движением волны цунами, вполне измеримы спутниковыми методами.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При анализе данных регистрации возмущений геомагнитного поля, генерируемого волной цунами, как правило, полагают, что источником этого возмущения служит электрический ток, протекающий в морской среде в результате ее движения в волне цунами. В работе показано, что наряду с этим ток источником возмущения геомагнитного поля является электрический ток в ионосфере. Ток в ионосфере возникает в ре-

зультате падения на нее акустико-гравитационной волны, распространяющейся из атмосферы. Источником волны является вертикальное смещение поверхности морской среды во время распространения в ней волны цунами. Несмотря на то, что проводимость ионосферы значительно меньше проводимости морской среды, величина тока в ней может превышать величину тока в морской среде в результате экспоненциального роста амплитуды акустико-гравитационной волны в процессе ее распространения вверх. Максимальная амплитуда возмущения геомагнитного поля достигает значений (1–10) нТл. Эта оценка получена для дневной ионосферы. В ночной ионосфере интегральная проводимость уменьшается на порядок, что приводит к уменьшению вклада в наблюдаемый сигнал магнитного поля тока, генерируемого в ионосфере в результате падения на нее АГВ.

Наличие электрического тока в ионосфере значительно меняет характеристики возмущения

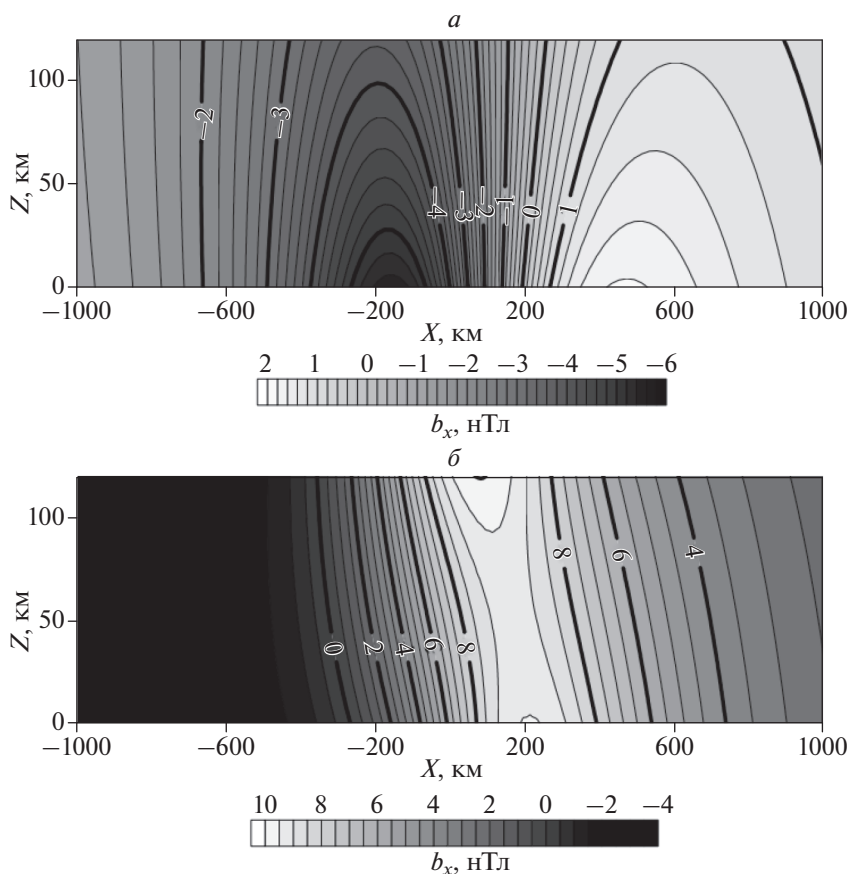


Рис. 5. Результаты расчета пространственного распределения компоненты b_x геомагнитного возмущения в вертикальной плоскости слоя Земля–ионосфера. Верхняя панель (а) – геомагнитное возмущение, генерируемое электрическим током в морской среде; нижняя панель (б) – геомагнитное возмущение, генерируемое электрическими токами в ионосфере и в морской среде. Выбраны значения параметров: $x_0 = 300$ км, $h = 3$ км.

геомагнитного поля, генерируемого волной цунами. Появление тока в ионосфере сохраняет характер зависимости амплитуд компонент возмущения геомагнитного поля от времени на поверхности морской среды. С ростом горизонтального масштаба волны цунами и глубины морской среды ток в ионосфере увеличивает амплитуду возмущения в пять раз. Учет тока в ионосфере приводит к увеличению амплитуды сигнала в четыре–пять раз на высотах ионосферы. С увеличением горизонтального масштаба и глубины морской среды характер зависимости от времени амплитуды возмущения сохраняется. Однако с уменьшением этих параметров происходит качественное изменение временных характеристик сигналов. Именно учет тока в ионосфере приводит к перемене знака горизонтальной компоненты возмущения геомагнитного поля по сравнению с однополярной временной зависимостью, в то время как вертикальная компонента возмущения становится однополярной. Кроме того, меняется высотная зависимость амплитуды возмущения в

слое Земля–ионосфера. Ее величина достигает значения (1–10) нТл и не убывает с высотой.

В работе показано, что электрический ток в ионосфере, генерируемый волной цунами, замыкается на сопряженную ионосферу с помощью продольных токов. При этом в верхней ионосфере и магнитосфере возникают поперечные компоненты магнитного и электрического полей. Амплитуда магнитного поля и продольного тока могут достигать значений порядка 10 нТл и 10^{-8} А/м², а амплитуда электрического поля достигает величины 10 мВ/м. Увеличение глубины морской среды приводит к росту горизонтального масштаба продольного тока и его магнитного поля. Полученные значения амплитуд возмущения магнитного и электрического полей в верхней ионосфере и магнитосфере, генерируемые движением волны цунами, вполне измеримы спутниковыми методами. Это позволяет сделать вывод о возможности мониторинга волны цунами космическими методами.

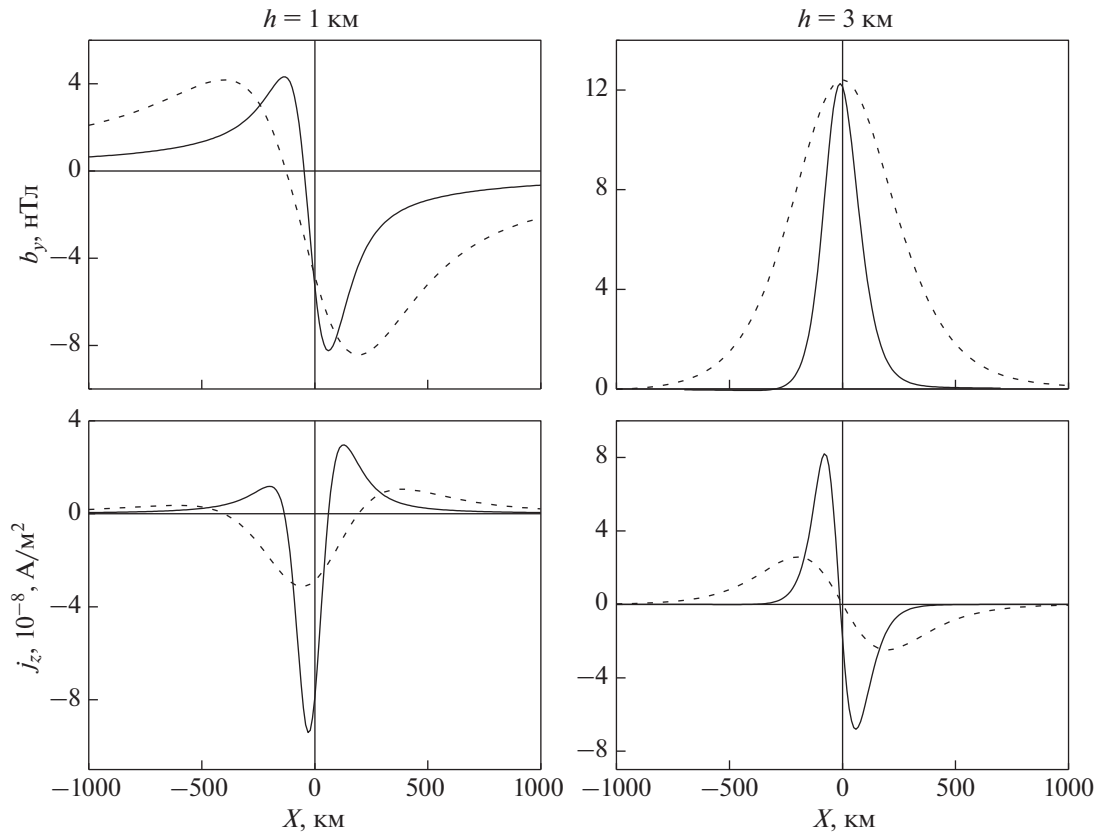


Рис. 6. Результаты расчетов зависимости от координаты x амплитуды компоненты b_y возмущения геомагнитного поля и продольного тока в верхней ионосфере и магнитосфере. Левая панель – глубина морской среды 1 км; правая панель – глубина морской среды 3 км. Для расчетов выбраны следующие параметры: $x_0 = 100$ км (сплошные линии); $x_0 = 300$ км (пунктирные линии).

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Рассмотрим АГВ в атмосфере, генерируемую поднятием поверхности морской среды. Пусть горизонтальная и вертикальная компоненты скорости $\mathbf{v} = (v_x, 0, v_z)$ в АГВ, а также возмущение давления p зависят от x, t по гармоническому закону:

$$\begin{aligned} v_x(x, z, t) &= U(z) \exp(-i\omega t + ikx), \\ v_z(x, z, t) &= W(z) \exp(-i\omega t + ikx), \\ p &= P(z) \exp(-i\omega t + ikx). \end{aligned} \quad (A1)$$

Величины, имеющие физический смысл, определяются действительными частями комплексных выражений (A1). Поток энергии волны определяется по формуле $\mathbf{S} = \text{Re}(p) \text{Re}(\mathbf{v})$ [Yeh and Liu, 1974]. Т. к. энергия волны распространяется от ее источника, то усредненная по x, t вертикальная компонента \mathbf{S} должна быть положительной:

$$S_z = \langle \text{Re}(p) \text{Re}(v_z) \rangle_{x,t} = \frac{1}{2} \text{Re}(PW^*) > 0. \quad (A2)$$

Возмущение давления в волне определяется из уравнения движения:

$$\rho_0 \frac{\partial v_x}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x}.$$

Из этого уравнения получим равенство:

$$P = \frac{\rho_0 \omega}{k} U; \quad \rho_0(z) = \bar{\rho} \exp(-z/H), \quad (A3)$$

где $\bar{\rho}$ – плотность воздуха на уровне моря. Подставляя равенство (A3) в (A2), получим зависимость вертикальной компоненты плотности потока энергии волны от компонент скорости:

$$S_z = \frac{\omega \bar{\rho}}{2k} \text{Re}(UW^*) \exp(-z/H). \quad (A4)$$

Согласно формулам (17) и (18), зависимость компонент скорости в волне от высоты имеет вид:

$$\begin{aligned} W &= e^{z/2H} (Ae^{iqz} + Be^{-iqz}); \\ U &= e^{z/2H} (\alpha Ae^{iqz} - \alpha^* B e^{-iqz}), \\ \alpha &= -ik(\Gamma - iq) / (k^2 - \omega^2/c^2). \end{aligned} \quad (A5)$$

Подставляя равенства (A5) в (A4), получим:

$$S_z = \frac{\bar{\rho}\omega}{2k} \operatorname{Re} [\alpha |A|^2 - \alpha^* |B|^2] = \\ = -\frac{\bar{\rho}\omega q}{2(k^2 - \omega^2/c^2)} (|A|^2 - |B|^2). \quad (\text{A6})$$

Источником АГВ является смещение поверхности морской среды волной цунами, которое движется с фазовой скоростью $\omega/k = a$ вдоль оси x . Подставляя $\omega = ka$ в знаменатель выражения (A6), получим $1 - \omega^2/(c^2 k^2) = 1 - a^2/c^2 > 0$. Следовательно, выражение (A6) можно упростить:

$$S_z = -\frac{\bar{\rho}\omega q}{2k^2(1 - a^2/c^2)} (|A|^2 - |B|^2). \quad (\text{A7})$$

Равенство (A7) позволяет получить условие, при котором вертикальная компонента плотности потока энергии положительна $S_z > 0$:

$$A = v_z(k, 0, \omega); \quad B = 0 \text{ при } \operatorname{sign}(\omega) < 0$$

$$A = 0; \quad B = v_z(k, 0, \omega) \text{ при } \operatorname{sign}(\omega) > 0.$$

Отсюда следует, что условие излучения определяется только знаком ω и решение (18) уравнения (17) принимает вид:

$$v_z(k, z, \omega) = v_z(k, 0, \omega) \exp\left(iKz + \frac{z}{2H}\right); \quad (\text{A8}) \\ K = -\operatorname{sign}(\omega) q(k, \omega).$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гершман Б.Н. Динамика ионосферной плазмы. М.: Наука, 257 с. 1974.
- Сорокин В.М., Федорович Г.В. Физика медленных МГД-волн в ионосферной плазме. М.: Энергоиздат, 135 с. 1982.
- Artru J., Ducic V., Kanamori H., Lognonné P., Murakami M. Ionospheric detection of gravity waves induced by tsunamis // Geophys. J. Int. V. 160. P. 840–848. 2005.
- Coisson P., Lognonné P., Walwer D., Rolland L.M. First tsunami gravity wave detection in ionospheric radio occultation data: TSUNAMI DETECTION USING RADIO OCCULTATION // Earth and Space Science. V. 2. P. 125–133. 2015.
- Galvan D.A., Komjathy A., Hickey M.P., Stephens P., Snively J., Tony Song Y., Butala M.D., Mannucci A.J. Ionospheric signatures of Tohoku-Oki tsunami of March 11, 2011: Model comparisons near the epicenter: TSUNAMI IONOSPHERIC SIGNATURES NEAR EPICENTER // Radio Sci. V. 47. № 4. 2012.
- Hickey M.P., Schubert G., Walterscheid R.L. Propagation of tsunami-driven gravity waves into the thermosphere and ionosphere // J. Geophys. Res. V. 114. № A8. 2009.
- Ma J., Hickey M., Komjathy A. Ionospheric electron density perturbations driven by seismic tsunami-excited gravity waves: Effect of dynamo electric field // J. Mar. Sci. Eng. V. 3. № 4. P. 1194–1226. 2015.
- Manoj C., Maus S. Observation of magnetic fields generated by tsunamis // EOS V. 92. № 2. P. 13–14. 2011.
- Nappo C.J. An introduction to atmospheric gravity waves. San Diego: Academic Press. 276 p. 2002.
- Occhipinti G., Kherani E.A., Lognonné P. Geomagnetic dependence of ionospheric disturbances induced by tsunami-migenic internal gravity waves // Geophys. J. Int. V. 173. P. 753–765. 2008.
- Pelinovsky E. Hydrodynamics of tsunami waves / Waves in Geophysical Fluids. Eds. Grue J., Trulsen K. Vienna: Springer Vienna. P. 1–48. 2006.
- Peltier W.R., Hines C.O. On the possible detection of tsunamis by a monitoring of the ionosphere // J. Geophys. Res. V. 81. P. 1995–2000. 1976.
- Pokhotelov O.A., Pilipenko V.A., Parrot M. Strong atmospheric disturbances as a possible origin of inner zone particle diffusion // Ann. Geophysicae. V. 17. № 4. P. 526–532. 1999.
- Rolland L.M., Occhipinti G., Lognonné P., Loevenbruck A. Ionospheric gravity waves detected offshore Hawaii after tsunamis: TSUNAMIS DETECTION FROM THE IONOSPHERE // Geophys. Res. Lett. V. 37. № 17. 2010.
- Toh H., Satake K., Hamano Y., Fujii Y., Goto T. Tsunami signals from the 2006 and 2007 Kuril earthquakes detected at a seafloor geomagnetic observatory // J. Geophys. Res. V. 116. № B2. 2011.
- Wang B., Liu H. Space-time behaviour of magnetic anomalies induced by tsunami waves in open ocean // Proc. Roy. Soc. A. V. 469. № 257. 2013.
- Wei C., Bühler O., Tabak E.G. Evolution of tsunami-induced internal acoustic-gravity waves // J. Atm. Sci. V. 72. № 6. P. 2303–2317. 2015.
- Yeh K.C., Liu C.H. Acoustic-gravity waves in the upper atmosphere // Rev. Geophys. V. 12. № 2. P. 193–216. 1974.
- Zhang L., Utada H., Shimizu H., Baba K., Maeda T. Three-dimensional simulation of the electromagnetic fields induced by the 2011 Tohoku tsunami: Simulation of the EM fields of tsunami // J. Geophys. Res. – Sol. Ea. V. 119. № 1. P. 150–168. 2014.