

УДК 53.01

## ГЕНЕРАЦИЯ ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ИОНОСФЕРЕ ВОЛНОЙ ЦУНАМИ

© 2019 г. В. М. Сорокин<sup>1, \*</sup>, А. К. Яценко<sup>1</sup>, В. В. Сурков<sup>1, 2</sup>

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

<sup>2</sup>Научно-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  $\sigma_w$  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  $\mathbf{j}$ :

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

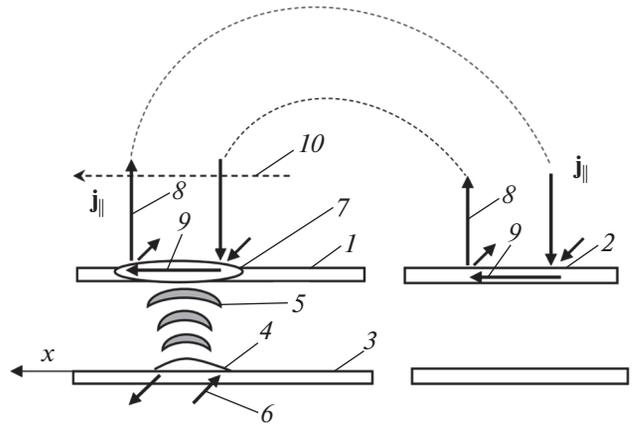
где  $\mu_0$  – магнитная постоянная, а плотность тока проводимости  $\mathbf{j}$  определяется из закона Ома для движущихся сред. Так как возмущение магнитного поля мало  $b \ll B$ , то в морской среде ток определяется законом Ома:

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

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  $\sigma_P$  и  $\sigma_H$  отличны от нуля в слое нижней ионосферы толщиной  $\sim 30$  км, достигая максимума на высоте  $\sim 120$  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  $\delta$ -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  $\Sigma_H$  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;  $p, \rho$  – 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  $\xi_0$  – 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  $\omega, k$  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  $\omega, k$  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

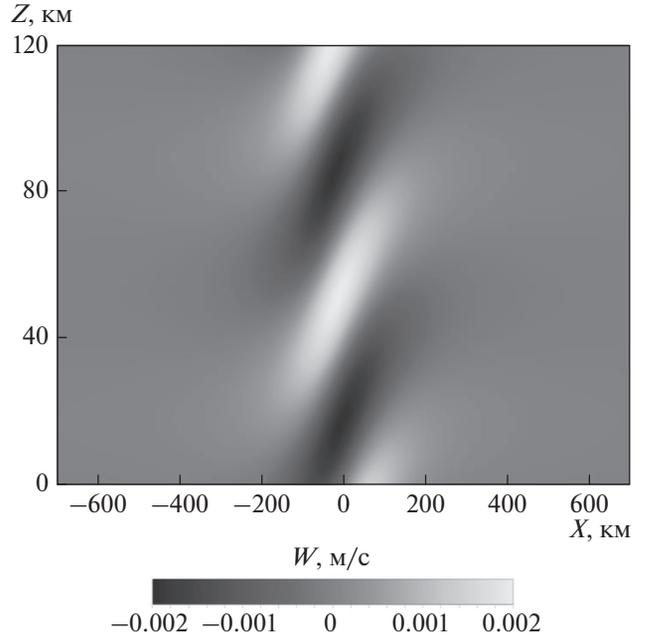


Рис. 2. Результаты расчета пространственного распределения функции  $W(x, z)$  в вертикальной плоскости атмосферы. Для расчета выбраны следующие значения параметров:  $x_0 = 100$  км,  $h = 3$  км.

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:

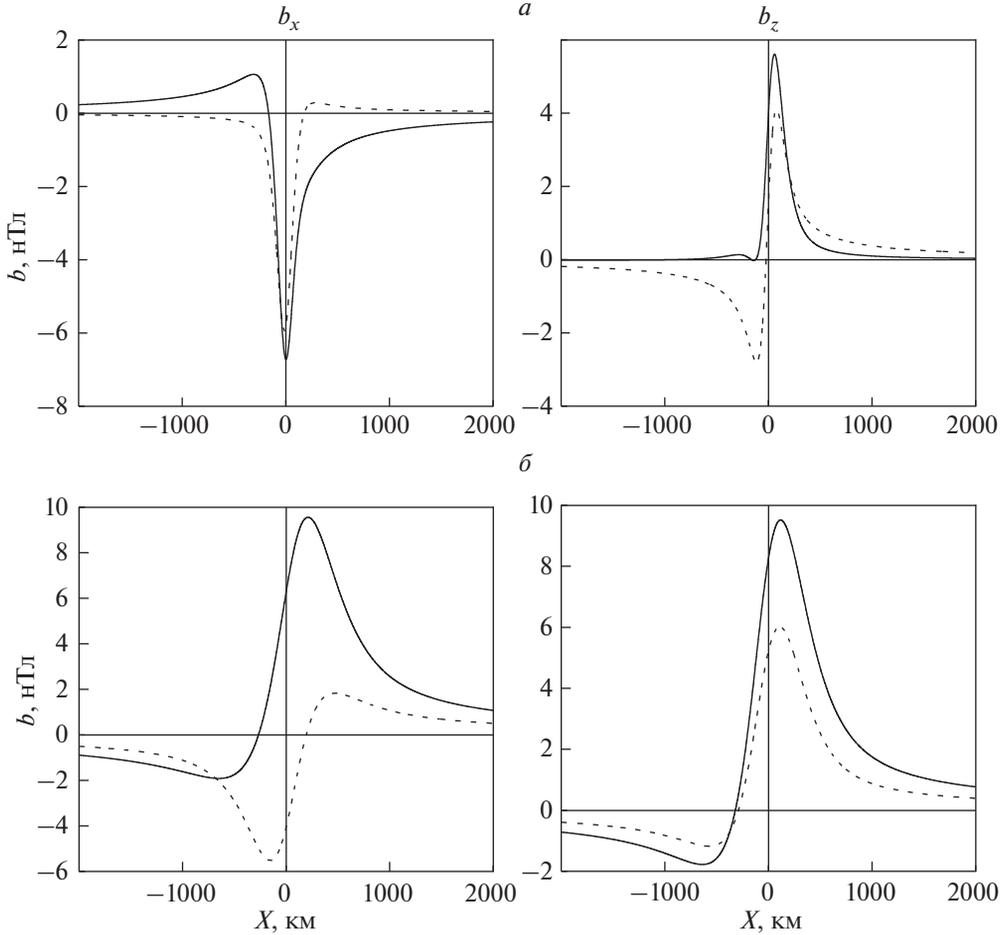
$$\sqrt{\frac{h \Sigma_c}{H \Sigma_w}} \exp(z_1/2H) \sim 3.$$

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:



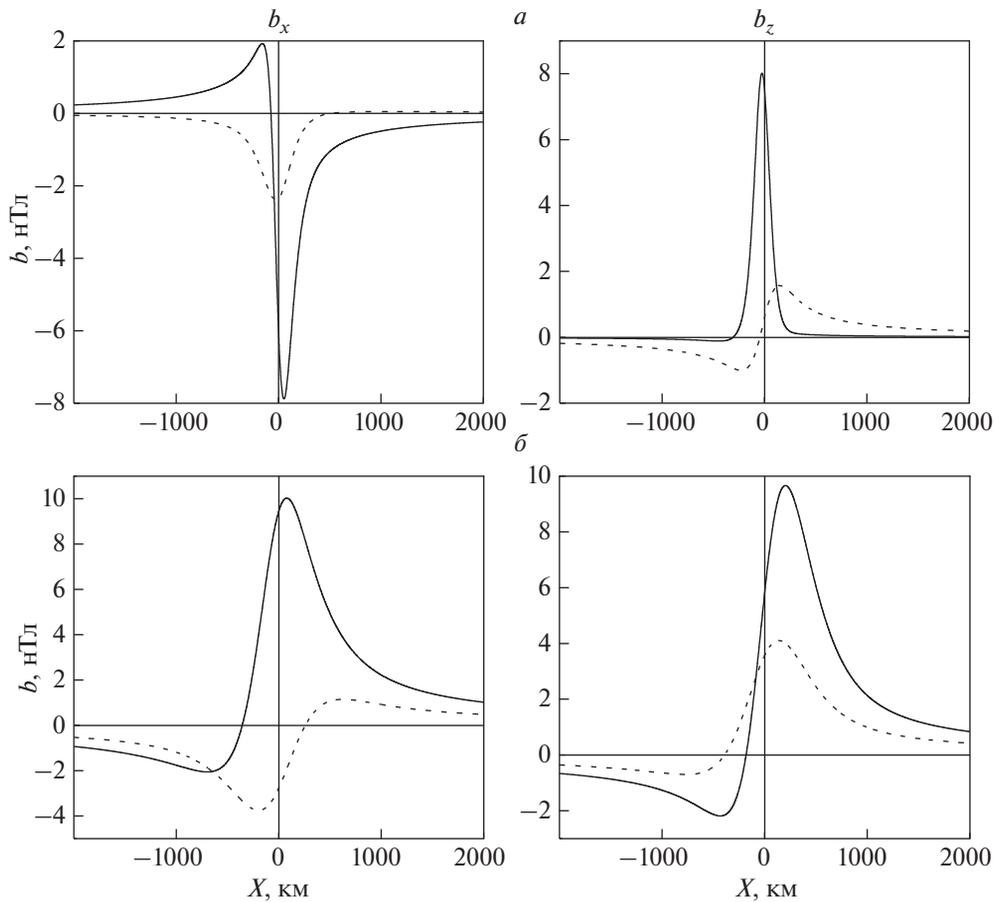
**Рис. 3.** Результаты расчетов горизонтального распределения компонент возмущения геомагнитного поля на поверхности морской среды. Пунктирной линией обозначены возмущения магнитного поля, генерируемые электрическим током в морской среде. Сплошной линией обозначены возмущения магнитного поля, генерируемые 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.

$$\begin{aligned}
 b_y(x,t) &= \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} \bar{b}_y(k) \exp[ik(x-at)] dk, \\
 E_x(x,t) &= \frac{1}{\mu_0 \Sigma_p} b_y(x,t); \quad j_{11}(x,t) = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial b_y(x,t)}{\partial x}, \\
 \bar{b}_y(k) &= -\frac{1}{2} B_0 \mu_0 \Sigma_H a \xi_0 G(k) \times \\
 &\times \frac{\Gamma + iq}{1 - h/\gamma H} \exp\left(\frac{z_1}{2H} - iqz_1\right).
 \end{aligned}
 \tag{30}$$

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/м<sup>2</sup>.

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/м<sup>2</sup>. 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.

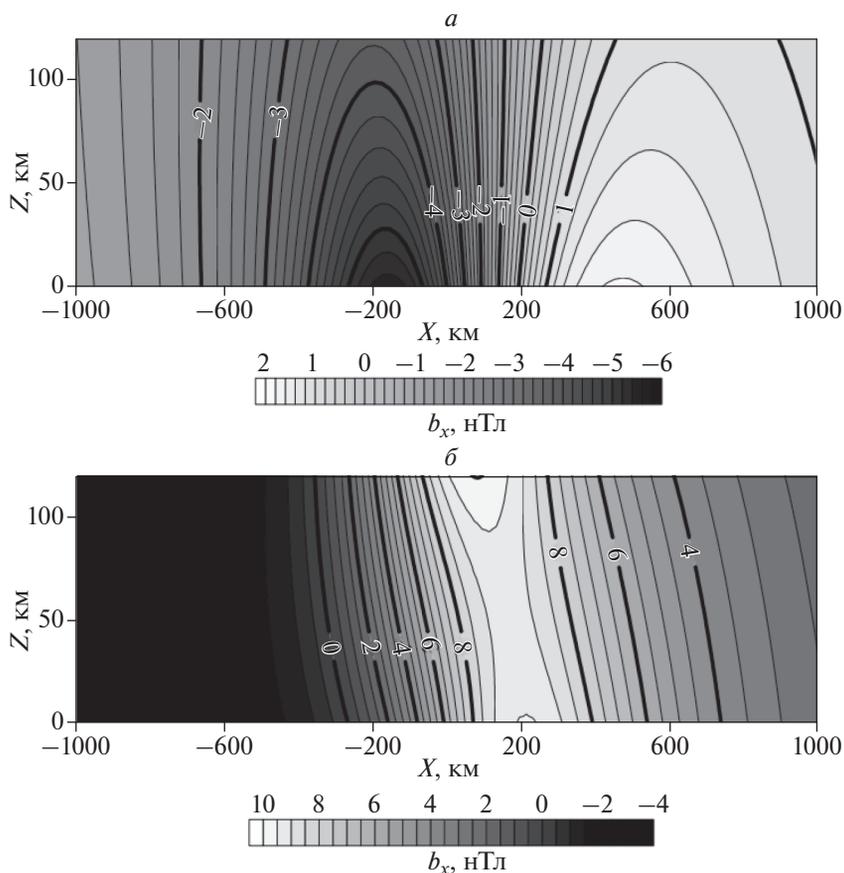
ния, а  $E_y$  – генерируется индукционными эффектами и в электростатическом приближении обращается в нуль ( $E_y = -\partial\phi/\partial y \equiv 0$ ). Приведенные оценки показывают, что компонента  $b_y$  магнитного поля продольного тока и компонента  $E_x$  электрического поля в верхней ионосфере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

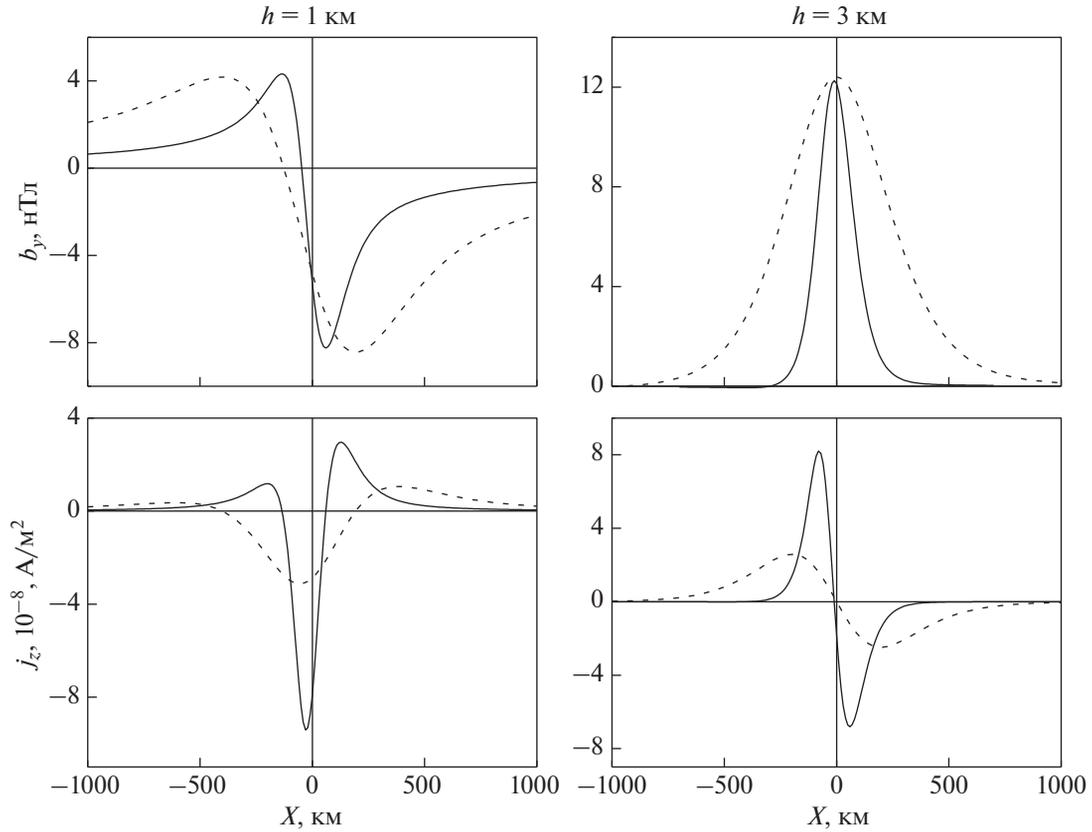


**Рис. 5.** Результаты расчета пространственного распределения компоненты  $b_x$  геомагнитного возмущения в вертикальной плоскости слоя Земля–ионосфера. Верхняя панель (а) – геомагнитное возмущение, генерируемое электрическим током в морской среде; нижняя панель (б) – геомагнитное возмущение, генерируемое 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/м<sup>2</sup>, 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  $\omega$  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. Iono-

spheric 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.