

УДК 550.385.37

НИЗКОШИРОТНЫЕ Pi2 ВОЛНЫ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА СПУТНИКАХ *SWARM* И НАЗЕМНЫХ СТАНЦИЯХ

© 2020 г. В. А. Мартинес-Беденко¹, В. А. Пилипенко^{2, *}, Е. Н. Федоров¹,
Э. Нахайо³, Э. Яйзенгау⁴

¹Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

²Геофизический центр РАН, г. Москва, Россия

³Национальное Космическое Агентство, Германус, Южная Африка

⁴Бостонский Колледж, Бостон, США

*pilipenko_va@mail.ru

Поступила в редакцию 31.03.2018 г.

После доработки 12.06.2018 г.

Принята к публикации 20.09.2018 г.

Мы рассмотрели волновые возмущения геомагнитного поля типа Pi2 (периоды 1–2 мин), зарегистрированные одновременно магнитометрами на низкоширотных станциях в Африке и на низкоорбитальных спутниках *SWARM* как во время начала суббури, так и в не-суббуровые периоды. В ночное время волны Pi2 в верхней ионосфере и на Земле почти одинаковы по амплитуде и синфазны. Эти волны на спутнике в основном проявляются в продольной (вдоль геомагнитного поля) и радиальной магнитных компонентах. Сравнение результатов наблюдений с моделью взаимодействия МГД волн с системой ионосфера–атмосфера–Земля показывает, что ночные низкоширотные сигналы Pi2 создаются магнитосферными быстрыми магнитозвуковыми волнами, проходящими при распространении к Земле через область непрозрачности. Результаты аналитических оценок и численное моделирование согласуются со свойствами Pi2 сигналов, зарегистрированных в верхней ионосфере и на Земле.

DOI: 10.31857/S0023420620010057

1. ВВЕДЕНИЕ: МЕХАНИЗМЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ ТИПА Pi2 НА НИЗКИЕ ШИРОТЫ

Затухающий квазипериодический импульс Pi2 традиционно считается индикатором взрывного высвобождения энергии во время начала суббури. Pi2 сигналы также сопровождают многие импульсные и динамические процессы в хвосте магнитосферы [8]. Наиболее отчетливо Pi2 сигналы видны на средних и низких широтах, т.к. высок широтные Pi2 пульсации, по-видимому, имеют другую физическую природу и сильно замаскированы интенсивными геомагнитными вариациями при начале суббуровой активизации [12]. Существующие представления связывают периодический отклик на низких широтах на динамические явления в ночной магнитосфере с резонансным возбуждением объемных магнитозвуковых колебаний плазмосферы или виртуального плазмосферного резонанса [7, 20]. Представления о Pi2 как колебательном магнитогидродинамическом (МГД) отклике внутренней магнитосферы на динамические процессы в геомагнитном хвосте были подтверждены спутниковыми наблюдениями

в ночной магнитосфере [17]. Эти колебания регистрировались как периодические вариации сжатия магнитосферного магнитного поля, обычно отождествляемые с быстрыми магнитозвуковыми (БМЗ) волнами. Эти представления поддерживаются теоретическим моделированием, основанном на рассмотрении магнитозвуковых колебаний плазменного объема, заключенного между двумя границами – ионосферой и плазмопаузой [10].

Возможность регистрации ультразвукочастотных (УНЧ) волн в верхней ионосфере на низкоорбитальных спутниках существенно дополнили физику взаимодействия МГД волн с ионосферой [4, 13], поскольку до последнего времени существующие представления преимущественно основывались либо на наземных, либо магнитосферных наблюдениях. Используя наблюдения на спутнике *CHAMP*, впервые удалось выделить пульсации Pi2 в данных векторного магнитометра в верхней ионосфере [16]. Эти наблюдения показали преобладание продольного (компоненты сжатия) магнитного поля B_p в поляризационной структуре пульсаций Pi2 на малых высотах (~500 км). Компонента B_p ночных Pi2 волн на спутнике хорошо

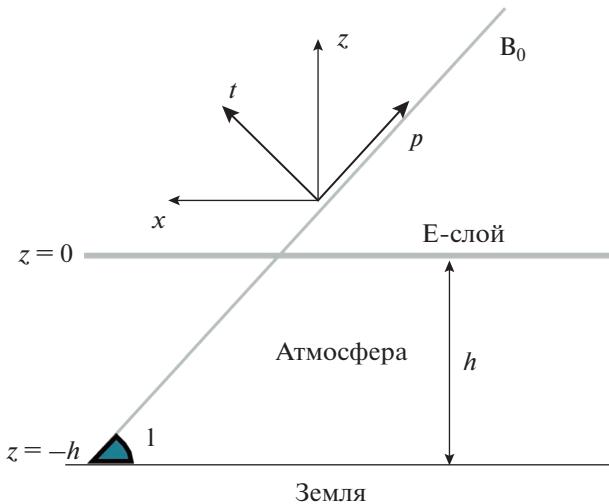


Рис. 1. Координатные системы, использованные в работе: в системе $\{x, y, z\}$ оси направлены к экватору, на восток и вверх, соответственно, координатная система $\{t, y, p\}$ ориентирована вдоль геомагнитного поля \mathbf{B}_0 .

совпала по амплитуде и фазе с X (С-Ю) компонентой этих волн на Земле. Pi2 возмущения, зарегистрированные спутником *Orsted* (~ 640 – 840 км) на низких широтах, также преимущественно представляли собой волны сжатия геомагнитного поля [6]. Магнитозвуковые волны типа Pi2 и наземный отклик на них были зарегистрированы в ночные часы на спутнике *CHAMP* и на низкоширотных станциях [5].

Перечисленные выше спутниковые наблюдения были интерпретированы исходя из представлений о том, что ночные Pi2 колебания на низких широтах обусловлены магнитозвуковыми объемными колебаниями плазмосферы, проникающими к земной поверхности. Хотя такая качественная интерпретация спутниковых и наземных наблюдений Pi2 пульсаций в предшествующих работах сомнений не вызывает, но количественных сопоставлений с теоретическими моделями взаимодействия МГД волн с ионосферой не проводилось. Рассмотрение синхронно зарегистрированных Pi2 пульсаций на низкоширотных магнитных станциях и на низкоорбитальных спутниках дало парадоксальные, на первый взгляд, результаты: в поле магнитозвуковой волны продольная (parallel) компонента (вдоль геомагнитного поля) B_p оказалась одного порядка с поперечной (transverse) компонентой B_T (перпендикулярной геомагнитному полю) [16].

В этой статье мы рассмотрим структуру колебаний типа Pi2, синхронно зарегистрированных на паре низкоорбитальных спутников *SWARM-A* и *-C* и на наземной низкоширотной сети магнитометров в Африке. Полученные результаты со-

поставлены с предсказаниями численной модели взаимодействия магнитосферных МГД волн с многослойной системой ионосфера–атмосфера–Земля.

2. СПУТНИКОВЫЕ И НАЗЕМНЫЕ МАГНИТОМЕТРЫ

Три идентичных зонда *SWARM-A*, *-B*, *-C* были запущены в ноябре 2013 г. на почти круговую околополярную (наклонение 87.3°) орбиту в следующей конфигурации: аппараты *A* и *C* движутся рядом, разнесенные по долготе на $\sim 1.1^\circ$ на высоте 460 км; аппарат *B* движется по своей независимой орбите на высоте 530 км. Спутники *SWARM* оснащены широким спектром высокочувствительных инструментов нового поколения: векторным магнитометром, абсолютным скалярным магнитометром, ленгмюровским зондом для измерения плотности, дрейфа плазмы и электрического поля, и GPS приемником.

При анализе данные трехкомпонентного магнитометра были преобразованы в координатную систему $\{t, y, p\}$ с осью p , направленной вдоль текущего геомагнитного поля. Компонентами поля в этой ортогональной системе координат, представленной на рис. 1, являются продольная B_p , поперечная радиальная B_T и поперечная азимутальная B_y компоненты.

Для мониторинга наземного отклика на УНЧ волны использованы 1-сек данные сети магнитометров AMBER в Африке (<http://magnetometers.bc.edu>), дополненные данными станций сети INTERMAGNET (<http://www.intermagnet.org>) и станции Hermanus Космического Агентства Ю. Африки (<https://www.sansa.org.za>). Коды, географические и геомагнитные координаты (широта Φ и долгота Λ) станций приведены в табл. 1. Данные наземных магнитометров представлены в $\{x, y, z\}$ системе координат с компонентами поля $\mathbf{B} = \{X, Y, Z\}$ (рис. 1). В этой декартовой системе оси x , y , z направлены к югу, на восток и вверх, соответственно (рис. 1).

Мы просмотрели пролеты *SWARM-A*, *-C* над Африкой в ночные часы в течение 2015 г., в поисках отчетливых квазипериодических возмущений диапазона Pi2 (30 с–2 мин). Отбирались события, при которых Pi2 пульсации были зарегистрированы на спутнике на низких широтах, на небольшом удалении от геомагнитного экватора. В данных как наземных, так и спутниковых магнитометров, удален низкочастотный тренд с помощью высокочастотного фильтра с периодом отсечки 120 с.

3. ПРИМЕРЫ ТИПИЧНЫХ PI2 СОБЫТИЙ

Из зарегистрированных за 2015 г. одновременных сигналов типа Pi2 в ночные часы на спутнике

Таблица 1. Магнитные станции в Африке

Станции	Код	Геогр. широта	Геогр. долгота	Геомагн. широта	Геомагн. долгота	Сеть
Medea	ALGR	36.85	02.93	28.0	77.7	AMBER
Yaounde	CMRN	03.87	11.52	-05.3	83.1	AMBER
Conakry	CNKY	10.50	-13.70	-00.5	60.4	AMBER
Abuja	ABJA	10.50	07.55	0.6	79.6	AMBER
Addis Ababa	AAE	09.03	38.77	7.1	111.6	INTERMAGNET
Tamanrasset	TAM	22.79	05.53	11.6	79.0	INTERMAGNET
Hermanus	HER	-34.43	19.23	-42.3	84.1	SANSA

Геомагнитные координаты рассчитаны с помощью ресурса <https://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/>.

и на Земле мы приводим типичные примеры. На низких широтах Pi2 пульсации проявляются на наземных станциях преимущественно в X -компоненте (С-Ю) [15], поэтому данные только этой компоненты и приводятся. На картах пролетов спутников показаны вертикальные проекции орбит аппаратов A и C , положение геомагнитного (dip) экватора, и отмечены станции, которые вели регистрацию в момент пролета.

15.X.2015 (день 288)

В период 22.10–22.20 UT спутники пролетали вдоль восточного побережья Африки в около полуночное время (местное время LT ~ 0.6) (рис. 2а). Над геомагнитным экватором спутники проходили примерно в 22.13 UT.

Когерентный сигнал Pi2 наблюдался на всех станциях на геомагнитных широтах от 0° до $\sim 40^\circ$ (рис. 2б). Наибольшая амплитуда размаха колебаний на спутнике наблюдалась в продольной и радиальной компонентах: $B_p \sim 2.5$ нТл и $B_T \sim 1.2$ нТл. В азимутальной компоненте возмущение слабее $B_y \sim 0.8$ нТл. На Земле под спутником (станция AAE) амплитуда Pi2 импульса $X \sim 2$ нТл немного меньше, чем на спутнике.

Появление Pi2 пульсаций соответствовало началу роста аврорального индекса AE , что свидетельствует о том, что этот импульс вызван началом суббури.

3.I.2015 (день 003)

В период 1.25–01.38 UT орбита спутника проходила через центральную Африку (LT ~ 2.2) (рис. 3а). Над геомагнитным экватором спутники проходили примерно в 22.31 UT.

На Земле наблюдалось глобальное иррегулярное возмущение типа Pi2 (рис. 3б). Амплитуда Pi2 сигнала на станции под спутником (CMRN) достигала $X \sim 2.5$ нТл. На самом спутнике возмущение поля было несколько меньше, $B_p \sim 2$ нТл и

$B_T \sim 1.6$ нТл. Возмущение в B_y компоненте слабее и не коррелировало с остальными компонентами.

Сигнал зарегистрирован в момент начала роста AE индекса, что свидетельствует о его возбуждении при начале суббури.

На станции HER ($\Phi \sim -42^\circ$) вариации поля оказываются в противофазе с приэкваториальными станциями CMRN, CNKY. Это может свидетельствовать о том, что HER и приэкваториальные станции находятся по разные стороны от узла собственных колебаний плазмосферы [20].

17.I.2015 (день 017)

В период 23.20–23.40 UT (LT ~ 0.9), когда спутник пролетал в районе центральной Африки, на всех наземных станциях был синхронно зарегистрирован импульс Pi2 (рис. 4а). Над геомагнитным экватором спутники проходили примерно в 22.32 UT.

Хотя спутниковые данные по магнитному полю в этом событии были зашумлены, можно выделить слабые Pi2 пульсации, амплитуда которых в начале импульса составляла $B_p \sim 0.7$ нТл, $B_T \sim B_y < 0.4$ нТл (рис. 4б). На станции CMRN, находившейся примерно на той же геомагнитной широте что и спутник, амплитуда возмущения была несколько больше $X \sim 1.2$ нТл.

Pi2 импульс наблюдался на относительно спокойном фоне ($AE < 80$ нТл), поэтому он не вызван началом суббури. Это событие является примером Pi2 пульсаций, не связанных с суббуровой активизацией [9].

4. МОДЕЛЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ БМ3 ВОЛН ЧЕРЕЗ ИОНОСФЕРУ К ЗЕМЛЕ

Как и предыдущие наблюдения на спутниках *CHAMP* и *Orsted*, данные *SWARM* показали, что в структуру волн Pi2 в верхней ионосфере на низких широтах основной вклад вносит БМ3 мода. Эта мода идентифицируется по наличию про-

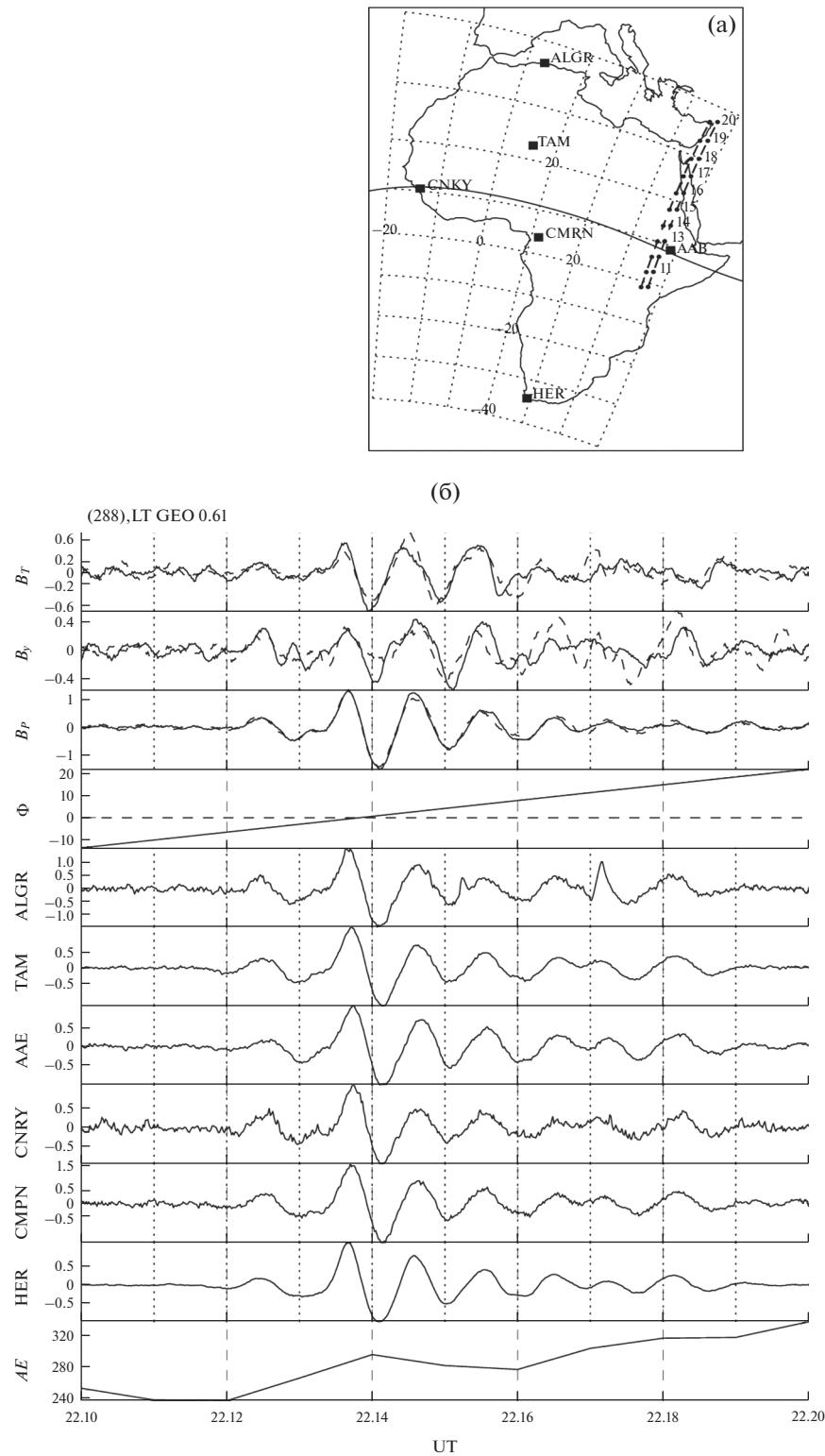


Рис. 2. Низкоширотные Pi2 колебания, зарегистрированные 15.X.2015 станциями в Африке и спутниками *SWARM-A* и *-C*. Верхняя панель – карта с вертикальной проекцией орбит и положением магнитных станций. Пунктирные линии показывают сетку геомагнитных координат, серая линия – геомагнитный (dip) экватор. Местное время пролета дано в GSE системе координат. Нижняя панель показывает магнитные B_T , B_y , B_p компоненты на спутниках (*A* – сплошные линии, *C* – пунктирные), геомагнитные широты спутников Φ , *X* – компонента пульсаций на наземных станциях, и *AE* индекс.

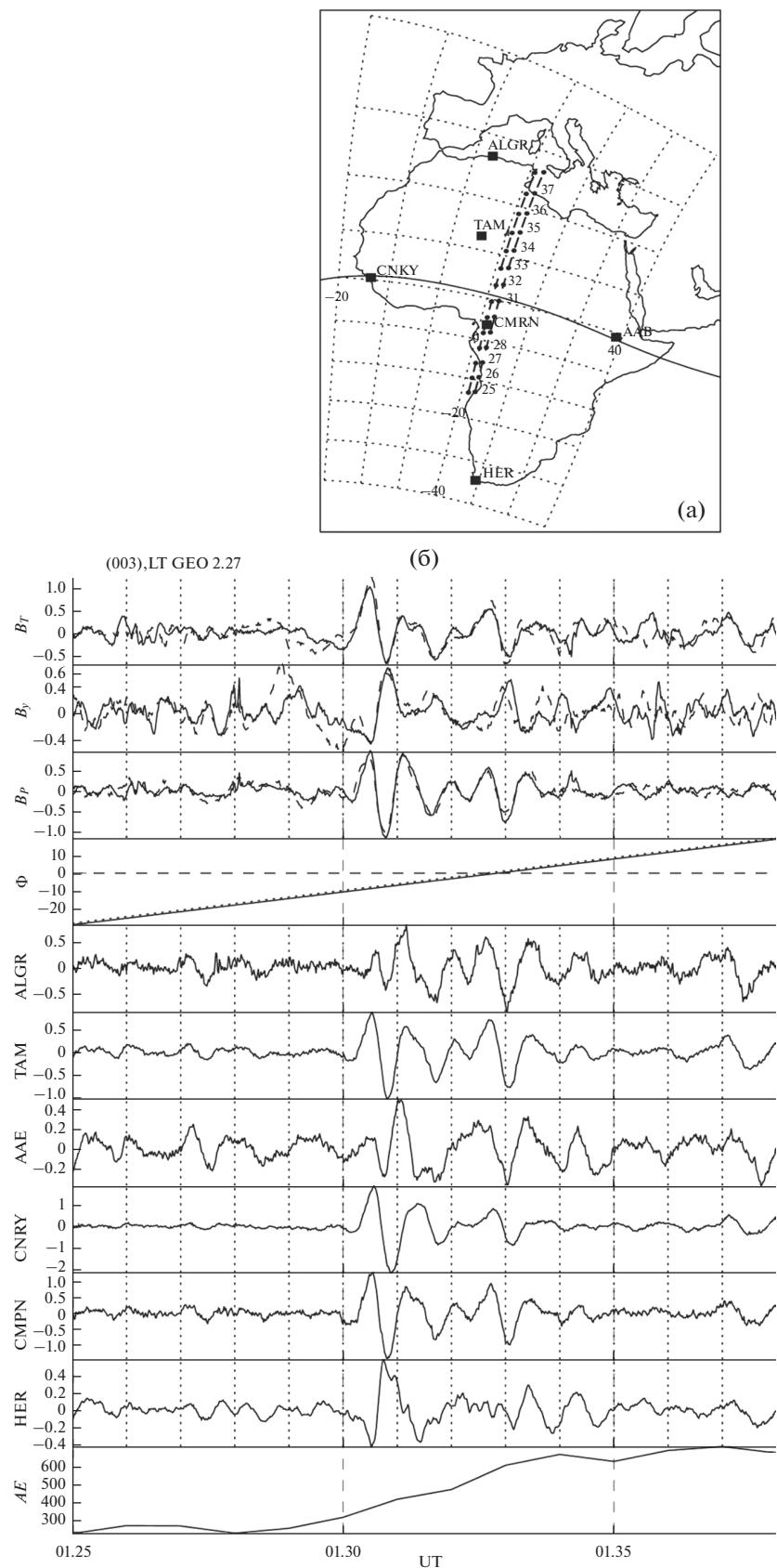


Рис. 3. Данные спутниковых и наземных магнитометров для 3.01.2015 (в том же формате, что и рис. 2). Верхняя панель — карта с проекцией орбит и положением магнитных станций, нижняя панель — магнитные B_T , B_y , B_P компоненты на спутниках *SWARM*, геомагнитная широта спутников, X -компоненты пульсаций на наземных станциях, и AE индекс.

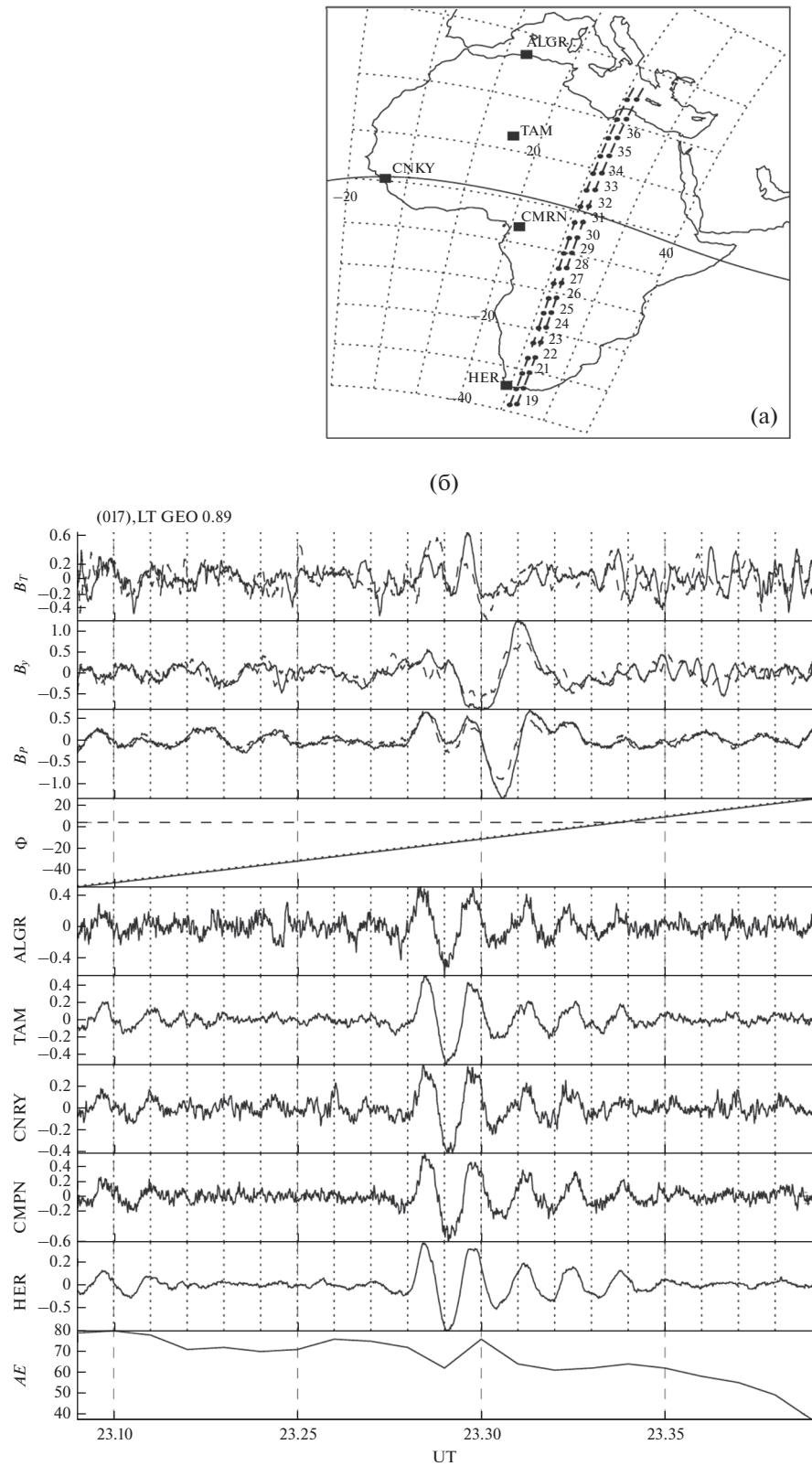


Рис. 4. Синхронные данные спутниковых и наземных магнитометров для 17.1.2015 (в том же формате, что и рис. 2). Верхняя панель – карта с проекцией орбит и положением магнитных станций, нижняя панель – магнитные B_T , B_y , B_p компоненты на спутниках *SWARM*, геомагнитная широта спутников Φ , X -компоненты пульсаций на наземных станциях, и AE индекс.

дольной магнитной компоненты (компоненты сжатия магнитного поля) B_p . Поэтому вполне адекватной моделью для описания Р12 пульсаций в верхней ионосфере может быть рассмотрение взаимодействия БМЗ волны с многослойной системой магнитосфера–ионосфера–атмосфера–Земля. Для волн с периодами $T > 10$ с толщина проводящего Е-слоя меньше скин-длины МГД волны, и этот слой можно аппроксимировать анизотропно-проводящей пленкой на высоте h над Землей с интегральными проводимостями Педерсена и Холла Σ_p и Σ_h . Над Е-слоем находится магнитосфера, которую будем представлять, как полупространство, заполненное холодной плазмой и погруженное в однородное прямое магнитное поле \mathbf{B}_0 , наклоненное под углом I к ионосферным слоям. Магнитное наклонение $I > 0$ в северном и $I < 0$ в южном полушарии, вертикальное \mathbf{B}_0 соответствует $I = \pm\pi/2$. Магнитосферная плазма характеризуется скоростью Альвена V_A и волновой проводимостью $\Sigma_A = 1/\mu_0 V_A$. Тонкий Е-слой находится на $z = 0$, а земная поверхность – на $z = -h$. Предполагается, что атмосфера – изотропный диэлектрик с комплексной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_a = \epsilon_0 + i\sigma_a$, а Земля – изотропный проводник с проводимостью σ_g . В горизонтальном направлении, т.е. вдоль x и y , система однородна.

Наше рассмотрение основывается на результатах теории тонкой ионосферы [3]. Волновые электрические (Е) и магнитные (В) поля могут быть разложены на две моды. Магнитосферные поля являются суммой:

- альвеновской моды (А), в которой возмущенное магнитное поле \mathbf{B}_\perp перпендикулярно \mathbf{B}_0 , а продольная магнитная составляющая $B_p = 0$;
- магнитозвуковой моды (F), в которой поперечное магнитное поле \mathbf{B}_\perp безвихревое и продольная составляющая электрического тока $j_p = 0$.

В свою очередь, электромагнитное возмущение в атмосфере состоит из:

- магнитной Н-моды, в которой вертикальная составляющая возмущенного электрического поля отсутствует $E_z = 0$, и
- электрической Е-моды, в которой вертикальная составляющая возмущенного магнитного поля $Z = 0$.

Поляризация магнитосферной альвеновской моды соответствует поляризации электрической моды в атмосфере, а поляризация магнитозвуковой моды – поляризации Н-моды в атмосфере. Общая система уравнений Максвелла и линеаризованных квази-гидродинамических уравнений в магнитосферно-ионосферной плазме расщепляется на две связанные системы для А и F мод. В атмосфере уравнения для Е и Н мод расцеплены.

Электромагнитное поле в магнитосфере над Е-слоем может быть представлено как комбинация падающих и отраженных волн. Для теоретических оценок рассмотрим гармонику падающей волны $\exp(-i\omega t + ik_x x + ik_y y)$ (где ω – частота волны, $\mathbf{k}_\perp = \{k_x, k_y\}$ – горизонтальное волновое число). Поскольку только крупномасштабные магнитосферные моды с малыми k_y могут достичь ионосферы, то пренебрежем азимутальными волнаами поля волны, т.е. полагаем $k_y = 0$. Это предположение согласуется с отсутствием временного сдвига между сигналами Р12 на аппаратах А и С, разнесенных по долготе на $\sim 1^\circ$. Тогда магнитосферные МГД моды обладают следующими свойствами:

– Падающая альвеновская волна имеет азимутальную магнитную составляющую B_y , тогда как поперечная радиальная компонента $B_T = 0$ и продольная (вдоль \mathbf{B}_0) компонента $B_p = 0$.

– Падающая БМЗ мода имеет ненулевую продольную составляющую B_p . При этом и поперечная радиальная компонента B_T вообще говоря не равна нулю.

Распространение БМЗ моды вглубь магнитосферы существенно зависит от соотношения между горизонтальной компонентой \mathbf{k} волнового вектора и альвеновским волновым числом $k_A = \omega/V_A$. При падении БМЗ волны на ионосферу с относительно большими поперечными волновыми числами, так что $k^2 > k_A^2$ (т.е. с масштабами $1/k < 10^5$ км в диапазоне Р12), волна при распространении попадает во внутренней плазмосфере в область непрозрачности, где квадрат радиальной компоненты волнового вектора отрицателен, $k_x^2 < 0$. Однако из-за больших масштабов даже затухающая БМЗ мода может достигать земной поверхности.

Для БМЗ моды в области непрозрачности (типичная ситуация для волн диапазона Р12 в верхней ионосфере и плазмосфере) над Е-слоем ионосферы отношение полных продольной и радиальной компонент имеет вид

$$\frac{B_p}{B_T} = \frac{\cos I - ikh_* \sin I}{\sin I + ikh_* \cos I}. \quad (1)$$

Эта формула описывает соотношение между суммарными амплитудами падающей волны и волны, отраженной от Земли с конечной проводимостью. Здесь $h_* = h + (1+i)\delta_g/2$ – эффективная высота ионосферы при конечной проводимости Земли, $\delta_g = \sqrt{2/\omega\mu_0\sigma_g}$ – скин-длина для Земли с проводимостью σ_g . При бесконечной проводимости Земли $h_* \rightarrow h$. Вдали от геомагнитного экватора ($I \neq 0$) продольная и поперечная компоненты должны быть соизмеримы между собой.

На приэкваториальных широтах ($I \rightarrow 0$), где $B_P \rightarrow B_x$, а $B_T \rightarrow B_z$ соотношение (1) дает

$$\frac{B_z}{B_x} = -ikh_* \quad (2)$$

Из (2) следует, что над высокопроводящей Землей при $kh \ll 1$, $k\delta_g \ll 1$, амплитуда вертикальной магнитной компоненты БМЗ волны в верхней ионосфере должна быть много меньше горизонтальной, $|B_z| \ll |B_x|$.

При прохождении через ионосферу не происходит вращения эллипса поляризации магнитозвуковой волны, т.е. доминирующей горизонтальной составляющей как на Земле, так и в ионосфере, являются X -компоненты. Широтное распределение амплитуды БМЗ волны в магнитосфере определяется ее дифракцией на сфере с плотной плазмой (внутренняя плазмосфера). По аналогии с подобной задачей для дифракции электромагнитной волны на проводящем шаре [1], можно предположить, что возмущение образующейся структуры должно спадать с широтой Φ по мере удаления от экваториальной плоскости как $B_P \propto \cos\Phi$. Это обстоятельство, по крайней мере частично, объясняет спадание амплитуды Pi2 волн наблюдаемое в верхней ионосфере при удалении спутника от геомагнитного экватора [6].

Эффективность прохождения БМЗ волны через ионосферу к земной поверхности можно характеризовать отношением между полными амплитудами (сумма падающей и отраженной волн) горизонтальной компоненты B_x возмущения над Е-слоем ионосферы и наземного отклика $B_x^{(g)}$. Комбинируя соотношения из [3], получим

$$\frac{B_x}{B_x^{(g)}} = \frac{1 - ip + kh_* e^{kh}}{1 + kh_*}, \quad (3)$$

где $p = \omega h_* / V_C$, $V_C = (\mu_0 \Sigma_C)^{-1}$ – “каулинговская” скорость, определяемая каулинговской ионосферной проводимостью $\Sigma_C = \Sigma_P + \Sigma_H^2 / \Sigma_P$ (для приближенных оценок можно использовать соотношение V_G [км/с] $\approx 800 / \Sigma_C$ [См]). Соотношение (3) показывает, что волны с малыми по сравнению с высотой ионосферы масштабами $kh > 1$ слабо просачиваются к земной поверхности. Прохождение крупномасштабных ($kh < 1$) БМЗ мод через ионосферу к Земле контролируется параметром p . Если $|p| \ll 1$, то ионосферу можно считать прозрачной для БМЗ моды, и падающая волна отражается в основном от поверхности Земли. Если же $|p| \sim 1$, то ионосфера частично экранирует магнитосферный сигнал от наземных магнитометров, и лишь когда $|p| \gg 1$, БМЗ мода в основном отражается от ионосферы.

Используем коэффициент κ_F из [14], характеризующий отношение полной амплитуды про-

дольной компоненты волны в ионосфере на высоте z к магнитному возмущению на поверхности Земли. На небольших высотах относительно Е-слоя ионосферы, где $kz \ll 1$, $\cos kz \approx 1$ и $kz/k \approx z$, выражение для κ_F сводится к следующему

$$k_F(z) = \frac{B_P(z)}{B_x^{(g)}} = -\frac{1 - ip}{1 + kh} [\cos I - ik(h_* + z) \sin I]. \quad (4)$$

Фактор κ_F зависит от широты точки наблюдения. В дипольном геомагнитном поле наклонение магнитного поля I связано с геомагнитной широтой Φ как $\tan I = 2 \tan \Phi$. Для крупномасштабной моды $kz \ll 1$ при $I \neq \pi/2$ из (4) получим $|\kappa_F| = |\cos I| (1 - ip) / (1 + kh_*)$. Отношение $|\kappa_F|$ уменьшается при увеличении широты как $|\kappa_F| \propto \cos I$. Также $|\kappa_F|$ растет с частотой, т.к. h_* и $|p|$ растут с частотой. На низких широтах в ночные часы, когда $|p| \ll 1$, $|kh_*| \ll 1$, поле на Земле $B_x^{(g)}$ должно быть несколько больше, чем на спутнике B_P . Это обстоятельство связано с тем, что БМЗ волна отражается в основном от Земли, при этом падающая и отраженные волны складываются у поверхности Земли.

Для типичных проводимостей ночной ионосферы, диапазона Pi2 пульсаций и высокой проводимости Земли ($\sigma_g \rightarrow \infty$) параметр $|p| \ll 1$, что означает, что ионосфера не может оказать заметного влияния на распространение БМЗ моды к земной поверхности. В общем же случае, поле магнитозвуковой моды довольно чувствительно к проводимости поверхности планеты, поэтому конечная проводимость σ_g может заметно повлиять на поле БМЗ волны, регистрируемой на низкоорбитальном спутнике [2].

Хотя в целом приведенные теоретические оценки довольно хорошо согласуются со свойствами зарегистрированных Pi2 колебаний, далее мы приведем результаты более строгого численного расчета без сделанных выше упрощений.

5. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ ПРОХОЖДЕНИЯ БМЗ ВОЛНЫ К ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Здесь мы приведем результаты численного расчета с учетом более полных и точных, но и более громоздких, формул из [3]. Эти соотношения учитывают такие дополнительные эффекты, которыми пренебрегли при упрощенных аналитических оценках: возбуждение поверхностной ионосферной моды из-за холловского эффекта, наличие конечной проводимости атмосферы ($\sigma_a \neq 0$) и Земли ($\sigma_g \neq \infty$), и конечный азимутальный масштаб волны ($k_y \neq 0$). Критическим параметром является поперечный масштаб волны, поэтому отношения между амплитудами компонент волн будут даны в зависимости от волнового числа $k \equiv k_x$.

Интервал возможных волновых чисел составляет от $k = k_A = 8 \cdot 10^{-5} \text{ км}^{-1}$ (когда волна становится почти поперечной к \mathbf{B}_0) до $k = 10^{-1} \text{ км}^{-1}$. Согласно наземным наблюдениям характерный масштаб возмущений порядка 10^3 км , что соответствует примерно диапазону $k \sim 10^{-3} \text{--} 10^{-4} \text{ км}^{-1}$. Азимутальная компонента волнового вектора полагается $k_y = 10^{-4} \text{ км}^{-1}$. На графиках показаны полные амплитуды (сумма падающей и отраженной мод).

Границное условие на земной поверхности ($z = -h$) выражается через импедансное соотношение для однородного проводящего полупространства. Если скин-длина в Земле много меньше поперечного масштаба возмущения $k\delta_g \ll 1$, то это соотношение определяется импедансом $Z_g = \exp(-i\pi/4)\sqrt{\omega\mu/\sigma_g}$. Проводимости однородной атмосферы и земной коры $\sigma_a = 10^{-14} \text{ См/м}$, и $\sigma_g = 10^{-3} \text{ См/м}$.

Приведены результаты численного расчета для падающей магнитозвуковой волны диапазона Р12 ($T = 100 \text{ с}$) для следующих параметров: $V_A = 800 \text{ км/с}$, $\Sigma_A \sim 1 \text{ См}$. Ионосферные проводимости соответствуют ночной низкоширотной ионосфере: $\Sigma_H = 0.8 \text{ См}$, $\Sigma_P = 0.4 \text{ См}$, высота Е-слоя $h = 100 \text{ км}$. Предполагается, что наблюдения проводятся на высоте $z = 400 \text{ км}$ над Е-слоем ионосферы на низких геомагнитных широтах в северном полушарии с наклонением $I = 30^\circ$. При расчетах полагалось, что в падающий БМЗ волне амплитуда продольной компоненты для всех k постоянна $B_P^{(i)} (400 \text{ км}) = 1 \text{ нТл}$.

Эффективность отражения магнитозвуковой волны от плоской системы ионосфера–атмосфера–Земля характеризуется коэффициентом отражения R_{FF} (рис. 5). Численная модель подтверждает, что БМЗ волна хорошо отражается, $R_{FF} \sim 1$, при масштабах $\sim 10^3 \text{ км}$. При малых масштабах ($1/k < 200 \text{ км}$) отражение волн резко ухудшается. При падении магнитозвуковой волны возникает и отраженная альвеновская мода из-за преобразования мод в анизотропном Е-слое, но эффективность ее возбуждения, характеризуемая коэффициентом R_{AF} , мала.

На рис. 6 показаны амплитуды компонент волн в ионосфере на высоте $z_* = 400 \text{ км}$ над поверхностью Земли в зависимости от волнового числа k падающей БМЗ волны. Для волновых чисел $k > 10^{-2} \text{ км}^{-1}$ коэффициент отражения R_{FF} мал (см. рис. 5), так что отраженной БМЗ волной можно пренебречь, и в результате $|B_P| \cong |B_T| \cong B_P^{(i)} = 1 \text{ нТл}$. При уменьшении волнового числа происходит уменьшение амплитуды поперечной компоненты B_T с образованием минимума при $k = k_A$. В области характерных для Р12 пространственных

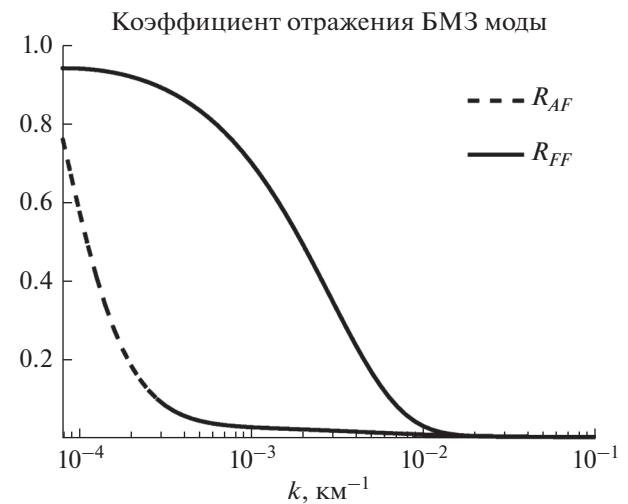


Рис. 5. Зависимость от радиальной компоненты волнового вектора коэффициента отражения падающей магнитозвуковой волны $R_{FF}(k)$ и коэффициента трансформации в отраженную альвеновскую моду $R_{AF}(k)$.

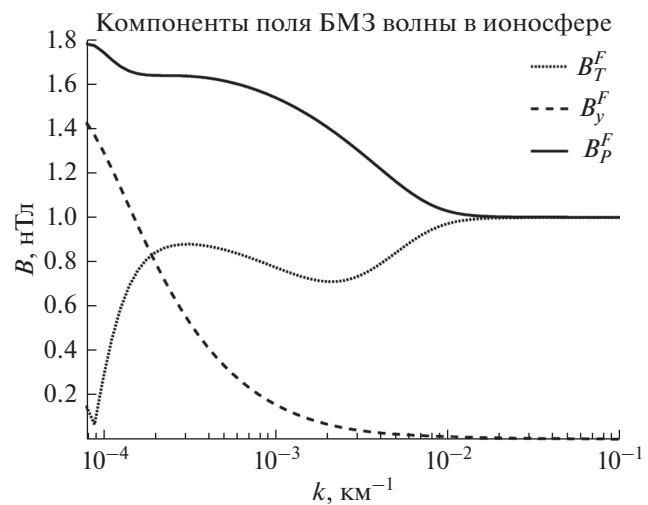


Рис. 6. Амплитуды магнитных компонент B_P , B_T , B_y в верхней ионосфере ($z = 400 \text{ км}$) при падении магнитозвуковой моды с $B_P^{(i)} = 1 \text{ нТл}$ и разными широтными масштабами (характеризуемыми волновым числом k).

масштабов амплитуда компоненты $B_P \sim 1.5 \text{ нТл}$ примерно в 2 раза больше амплитуды компоненты $B_T \sim 0.8 \text{ нТл}$.

Продольная компонента B_P медленно нарастает при уменьшении k до $\sim 1.75 \text{ нТл}$. Это увеличение связано со сложением магнитных полей падающей и отраженной волн при отражении от хорошо-проводящей Земли и малым затуханием отраженной волны при малых k . При $k > k_y$ ком-

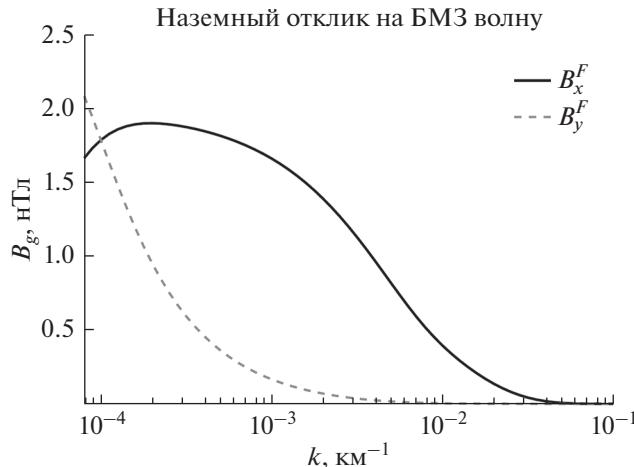


Рис. 7. Амплитуда наземного отклика по компонентам $B_x^{(g)}$ и $B_y^{(g)}$ на падающую магнитозвуковую волну с $B_p^{(i)} = 1$ нТл и разными широтными масштабами (характеризуемыми волновым числом k).

понента B_y мала, при уменьшении k она растет и сравнивается с остальными компонентами при $k \sim k_y$, а при $k < k_y$ даже превосходит B_T (формально это связано с изменением пространственной структуры исходной волны).

На рис. 7 показана амплитуда возмущения магнитного поля на поверхности Земли от падающей BM3 волны. Волны с волновыми числами $k > 10^{-2}$ км⁻¹ не достигают поверхности земли из-за быстрого затухания. Волны с k от 10^{-2} до $4 \cdot 10^{-5}$ км⁻¹ незначительно затухают при прохождении через ионосферу. Благодаря суперпозиции падающей и отраженной волн амплитуда наземного отклика $B_x^{(g)}$ оказывается в ~ 1.7 раз больше, чем амплитуда продольной компоненты падающей волны. Компонента $B_y^{(g)}$ мала, и сравнивается с $B_x^{(g)}$ только при $k \sim k_y$.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В подавляющем большинстве зарегистрированных спутником *SWARM* на низких широтах событий, Pi2 пульсации наблюдались в продольной B_p и поперечной B_T компонентах с соизмеримыми амплитудами, с преобладанием B_p над B_T в 1.3–2.1 раза. Амплитуда X -компоненты сигнала на наземной станции (соответствует теоретически рассчитанной величине $B_x^{(g)}$) вблизи проекции орбиты была несколько больше (в 1.1–1.8 раза), чем амплитуда продольной компоненты B_p на спутнике. Характерные свойства структуры пульсаций Pi2, как возбуждаемых в момент авроральной

активизации, так и наблюдавшихся на спокойном фоне, были одинаковы. Особенности низкоширотных Pi2 пульсаций хорошо интерпретируются теоретической моделью, основанной на рассмотрении падения BM3 волны на плоскослоистую систему ионосфера–атмосфера–Земля. Малость компоненты B_y на спутнике и Y -компоненты на Земле обусловлена большим масштабом волны в азимутальном направлении. Соотношение между B_p и B_T компонентами характерно для BM3 волны в области непрозрачности. Такое же соотношение наблюдалось и на магнитосферных спутниках во внутренней магнитосфере ($L < 3.5$) [17]. Большая амплитуда сигнала на Земле по сравнению со спутником является результатом суперпозиции падающей и отраженной от Земли магнитозвуковых волн.

Представленная численная модель описывает локальное соотношение между амплитудами компонент поля волны, задаваемой пространственной гармоникой вида $\propto \exp(ik_x x + ik_y y)$. В реальной магнитосфере формируется стоячая волна между сопряженными ионосферами, что приведет к изменению фазовых соотношений между компонентами поля. Например, в окрестности экваториальной плоскости магнитосферы ($s = 0$) продольная (вдоль силовой линии) структура поля $B_p(s) \sim \cos(k_s s)$ и $B_T(s) \sim \sin(k_s s)$, таким образом, компоненты B_p и B_T должны быть в фазе в одном полушарии, и в противофазе – в другом.

Формально, разработанная численная модель не может быть непосредственно применена к области геомагнитного экватора, где $I \rightarrow 0$ и в узкой полосе с шириной $\sim 2^\circ$ – 3° эффективная проводимость ионосферы определяется каулинговской проводимостью. Однако размер этой области мал по сравнению с масштабом Pi2 пульсаций, и она не скажется заметно на взаимодействии магнитозвуковой волны с ионосферой.

Анализ событий Pi2, зарегистрированных на средних широтах при заметном удалении от геомагнитного экватора (не представленных в работе), показал, что соотношения между компонентами начинают отличаться от теоретически предсказанных (1). По-видимому, это связано с тем, что предположение о падающей волне как чисто магнитозвуковой моде нарушается, и в поле Pi2 пульсаций дает вклад альвеновская составляющая. Возможность зацепления BM3 волны с альвеновской модой на средних широтах предсказывалась теоретическим моделированием [11, 19], и было предположено исходя из радарных наблюдений Pi2 в ионосфере [18].

В измерениях плазмы на *SWARM*, BM3-волны могут проявляться как относительные вариации плотности $\Delta N/N$ с амплитудой порядка относительных вариаций величины магнитного поля

$\Delta B/B \sim (2-6) \cdot 10^{-5}$. Однако, на приэкваториальных широтах в измеренной на спутнике плотности ионосферной плазмы часто встречаются локализованные скачки, обусловленные плазменными пузырями (plasma bubbles). На фоне этих скачков плотности с относительной интенсивностью $\Delta N/N \sim (2-8) \cdot 10^{-3}$ трудно выделить вариации плотности вызванные Pi2 пульсациями, которые должны иметь на 2 порядка меньшую амплитуду.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Магнитометры спутников *SWARM* способны надежно регистрировать даже слабые УНЧ сигналы с амплитудой не более нескольких тысячных % от величины геомагнитного поля. Рассмотрение синхронно зарегистрированных Pi2 пульсаций на низкоширотных магнитных станциях и на низкоорбитальном спутнике *SWARM* показало, что в поле волны продольная компонента (вдоль геомагнитного поля) лишь немного превышает по амплитуде поперечную радиальную компонентой, а амплитуда наземного отклика превышает амплитуду волны в верхней ионосфере. Простые аналитические оценки и более строгое численное моделирование показали хорошее согласие этих свойств Pi2 сигналов с представлениями о взаимодействии с системой ионосфера–атмосфера–Земля магнитосферных магнитозвуковых волн, проходящих при распространении к Земле через область непрозрачности во внутренней плазмосфере.

Это исследование поддержано грантом Российского научного фонда № 16-17-00121. Выражаем признательность команде *SWARM* за предоставленные данные (<https://earth.esa.int/web/guest/swarm>). Координаты геомагнитного (dip) экватора подготовлены Международным центром данных (Киoto) (<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/~nose/kml>). Благодарим рецензента за полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ландау Л.Д., Либшиц Е.М. Теоретическая физика Т. 8. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. 1982. С. 621.
- Федоров Е.Н., Пилипенко В.А. Электромагнитное зондирование планет с низкоорбитального зонда // Космич. исслед. 2014. Т. 52. № 1. С. 48–53. (Cosmic Research. Р. 46).
- Alperovich L.S., Fedorov E.N. Hydromagnetic Waves in the Magnetosphere and the Ionosphere // Series: Astrophysics and Space Science Library. 2007. V. 353. XXIV. P. 418.
- Balasis G., Papadimitriou C., Zesta E., Pilipenko V. Monitoring ULF waves from low Earth orbit satellites in: “Waves, Particles, and Storms in Geospace”. Oxford University Press. 2016. P. 148–169.
- Cuturro F., Pilipenko V., Heilig B., Stepanova M., Lühr H., Vega P., Yoshikawa A. Near-equatorial Pi2 and Pc3 waves observed by CHAMP and on SAMBA/MAGDAS stations // Advances in Space Research. 2015. V. 55. P. 1180–1189.
- Han D.-S., Iyemori T., Nosé M. et al. A comparative analysis of low latitude Pi2 pulsations observed by Ørsted and ground stations // J. Geophys. Res. 2004. V. 109. A10209. <https://doi.org/10.1029/2004JA010576>
- Hartinger M.D., Zou S., Takahashi K. et al. Nightside Pi2 wave properties during an extended period with stable plasmapause location and variable geomagnetic activity // J. Geophys. Res. 2017. V. 122. <https://doi.org/10.1002/2017JA024708>
- Keiling A., Takahashi K. Review of Pi2 models // Space Sci. Rev. 2011. V. 161. P. 63–148.
- Kim K.-H., Takahashi K., Lee D.-H., Sutcliffe P.R., Yumoto K. Pi2 pulsations associated with poleward boundary intensifications during the absence of substorms // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. A01217. <https://doi.org/10.1029/2004JA010780>
- Lee D.H. On the generation mechanism of Pi2 pulsations in the magnetosphere // Geophys. Res. Lett. 1998. V. 25. P. 583–586.
- Lysak R.L., Song Y., Sciffer M.D., Waters C.L. Propagation of Pi2 pulsations in a dipole model of the magnetosphere // J. Geophys. Res. 2015. V. 120. P. 355–367.
- Martines-Bedenko V.A., Pilipenko V.A., Engebretson M.J., Moldwin M.B. Time-spatial correspondence between Pi2 wave power and ultra-violet aurora bursts // Russian J. Earth Sciences. 2017. V. 17. ES4003. P. 1–14. <https://doi.org/10.2205/2017ES000606>
- Pilipenko V., Heilig B. ULF waves and transients in the topside ionosphere, in: “Low-frequency Waves in Space Plasmas” // Geophysical Monograph. 2016. V. 216 / Ed. by Keiling A., Lee D.H., Nakariakov V., Wiley/AGU. P. 15–29.
- Pilipenko V., Fedorov E., Heilig B., Engebretson M.J. Structure of ULF Pc3 waves at low altitudes // J. Geophys. Res. 2008. V. 113. A11208. <https://doi.org/10.1029/2008JA013243>
- Shinohara M., Yumoto K., Yoshikawa A. et al. Wave characteristics of daytime and nighttime Pi2 pulsations at the equatorial and low latitudes // Geophys. Res. Lett. 1997. V. 24. P. 2279–2282.
- Sutcliffe P.R., Lühr H. A comparison of Pi2 pulsations observed by CHAMP in low Earth orbit and on the ground at low latitudes // Geophys. Res. Lett. 2003. V. 30. P. 2105. <https://doi.org/10.1029/2003GL018270>
- Takahashi K., Ohtani S., Yumoto K. AMPTE CCE observations of Pi2 pulsations in the inner magnetosphere // Geophys. Res. Lett. 1992. V. 19. P. 1447–1450.
- Teramoto M., Nishitani N., Pilipenko V. et al. Pi2 pulsation simultaneously observed in the E and F region ionosphere with the SuperDARN Hokkaido radar // J. Geophys. Res. 2014. V. 119. P. 3444–3462.
- Waters C.L., Lysak R.L., Sciffer M.D. On the coupling of fast and shear Alfvén wave modes by the ionospheric Hall conductance // Earth Planets and Space. 2013. V. 65. P. 385–396.
- Yeoman T. K., Orr D. Phase and spectral power of mid-latitude Pi2 pulsations: evidence for a plasmaspheric cavity resonance // Planet. Space Sci. 1989. V. 37. P. 1367–1383.