

УДК 550.383;550.385.37

ТОНКАЯ СТРУКТУРА ГЕОМАГНИТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ТИПА $Pi2$

© 2011 г. А. В. Петленко¹, Ю. А. Копытенко¹, В. А. Мартинес²,
В. А. Пилипенко², В. С. Исмагилов¹

¹Учреждение РАН С.-Петербургский филиал института земного магнетизма ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова, С.-Петербург.

²Учреждение РАН Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта, Москва

e-mail: petlenko.58@mail.ru

Поступила в редакцию 24.09.2009 г.

После доработки 28.12.2010 г.

На основе анализа данных эксперимента “BEAR” и спутника Polar показано, что может иметь место практически одновременное действие нескольких ионосферных источников в области генерации геомагнитных пульсаций $Pi2$. Задачей работы является определение положений этих источников и их когерентности в узкой полосе частот $(6-10) \times 10^{-3}$ Гц. Методами градиентного анализа установлена когерентность (фазированность) колебаний локальных источников, что позволяет трактовать их вклады как проявления тонкой структуры поля $Pi2$ пульсаций.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования особенностей распределения поля геомагнитных пульсаций в диапазоне периодов 1–500 с были и остаются одним из основных средств диагностики магнитосферы [Распопов и Троицкая, 1974; Гульельми и Троицкая, 1973]. Флуктуации поля измеряются с высокой точностью (порог чувствительности современных магнитометров составляет 10^{-3} нТл/Гц^{1/2}).

Основную проблему представляет интерпретация наблюдаемых изменений поля. Главная трудность состоит в пространственно-временном разрешении особенностей поля флуктуаций, регистрируемых малым числом магнитовариационных станций, так как ни время включения, ни положение источника, или источников геомагнитных пульсаций, не известны. Другая сложность – неопределенность начальных и граничных условий, влияющих на распространение возмущений. Следует также выяснить, что в наблюдаемых изменениях естественного поля представляет собой полезный сигнал, а что следует рассматривать как аддитивную помеху. В свое время успешным ответом на этот вопрос стала монография [Пудовкин и др., 1976], в которой были сформулированы морфологические свойства различных типов геомагнитных пульсаций и их связь с физическими процессами в магнитосфере Земли. Традиционным для исследования этих процессов стал магнитогидродинамический подход. Применительно к теории генерации магнитосферных пульсаций он характеризуется адиабатическим приближением, эффективным для описания квазиволновых пакетов (цугов) пульсаций.

Это приближение является серьезным ограничением при разрешении особенностей регистрируемого поля в течение одного периода пульсаций. В экспериментальном плане основу для такого разрешения составляют попытки идентификации ионосферных источников магнитных пульсаций и авроральных эмиссий [Зайцев и др., 1994; Zaitsev et al., 1992], хотя хорошо известно [Мальцев и др., 2000], что связь между этими явлениями наблюдается далеко не всегда. Часто причинами этого являются удаленность ионосферных источников магнитных пульсаций и существенная локализация областей их возбуждения.

По мнению Новикова Ю.П. – одного из авторов работ [Зайцев и др. 1994; Zaitsev et al., 1992] некоторые из ионосферных источников пульсаций могут возбуждаться одновременно, а их возмущения в узкой полосе частот фазированы, то есть когерентны, что затрудняет их локализацию удаленными станциями. Известным примером когерентного возбуждения пространственно-разнесенных источников является трехмерная токовая система $Pi2$ [Baumjohann and Glassmeier, 1984; Пашин и др., 1982]. Когерентность возбуждения ионосферных, преимущественно, холловских токов, поле которых в основном и фиксируется наземными станциями [Kivelson and Southwood, 1992], обусловлена альевновским режимом колебаний магнитосферных продольных токов (FAC) $Pi2$, замкнутых на ионосферу. Размер ионосферных источников магнитных пульсаций зависит от периода их колебаний. Для пульсаций типа $Pi2$ по оценкам [Baumjohann, 1983] он составляет ~100 км. Однако по данным геомагнитных измерений наземных станций и результатам спутниковых наблюдений установлено, что область генерации $Pi2$ может достигать 30–40° по дол-

годе [Пудовкин и др., 1976; Takahashi et al., 1992], поэтому возникает вопрос о локализации источника или источников $Pi2$ в этой области.

Эволюция области генерации $Pi2$ исследовалась многими авторами. Некоторые из них [Samson and Harrold, 1985; Webster et al., 1989] пытались объяснить наблюдаемые особенности распределения фазовых скоростей и поляризации $Pi2$ движением их источников, ассоциированных с проекциями продольных токов $Pi2$ на ионосферу. Другие [Voronkov et al., 1999a; 1999b] полагают, что токовая система $Pi2$ неподвижна, а генерация $Pi2$ происходит как возбуждение стоячей альвеновской волны вследствие развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. Появились и экспериментальные свидетельства о выделении нескольких, почти одновременных источников в цуге $Pi2$ пульсаций [Uozumi et al., 2000; 2004; Tokunaga et al., 2007].

Эта точка зрения допускает проверку предложенным в работе [Петленко, 1994] методом анализа поля геомагнитных пульсаций, предполагающим интерпретацию наблюдаемых изменений поля суперпозицией импульсных воздействий разных источников. Считается, что “полезный” сигнал каждого источника зашумлен аддитивными вкладами других, подобных ему [Петленко, 1994], а вклады этих источников в компонентах поля пульсаций разделяются в узкой спектральной полосе. В диапазоне частот $5 \times (10^{-4} - 10^{-2})$ Гц поля геомагнитных вариаций и пульсаций узкой считаем ширину полосы пропускания селективного фильтра $\sim 10^{-3}$ Гц.

Такая проверка предполагает анализ поля по данным высокоширотных станций в области замыкания продольных токов 3D токовой системы $Pi2$ на ионосферу. Но даже установленное наличие вкладов нескольких (>2) почти одновременно срабатывающих ионосферных источников $Pi2$ еще не означает, что они принадлежат одной и той же токовой системе. Принадлежность локальных источников общей для них области генерации $Pi2$ подразумевает, что их вклады в узкой полосе частот фазированы (когерентны). Когерентность источников в отличие от [Althouse and Davis, 1978; Heilig et al., 2007] определяется не как результат корреляционного анализа, что предполагало бы усреднение геомагнитных данных, а путем сопоставления фазовых функций фильтрованных компонент поля пульсаций. Будем полагать, что когерентные источники образуют тонкую структуру области генерации $Pi2$. Покажем, что по фазам фильтрованных в узкой полосе откликов на импульсные воздействия ионосферных источников магнитных пульсаций положения этих источников можно определить градиентным методом.

Задача работы – найти положения источников токовой системы $Pi2$ по значениям поля на близко расположенных станциях сети “BEAR”. Сопоставляя найденные градиентным методом положения ионосферных источников геомагнитных пульсаций

с особенностями последовательно наблюдаемых амплитудных распределений фильтрованных компонент поля и уярчениями полярных сияний по телевизионным данным спутника Polar, установим когерентность локальных источников $Pi2$ в узком диапазоне частот, то есть исследуем тонкую структуру и динамику токовой системы $Pi2$ в начальный период развития магнитосферной суббури.

2. СОБЫТИЯ ГЕНЕРАЦИИ $Pi2$ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ “BEAR” И POLAR

Наблюдения поля магнитных пульсаций проводились в июле 1998 г. в рамках эксперимента “BEAR” на 50 магнитовариационных станциях, расположенных на территории Скандинавии, Карелии и Кольского полуострова. Координаты станций приведены в таблице. Сеть станций покрывает $\sim 20^\circ$ по широте и $\sim 25^\circ$ по долготе. Размеры покрытия охватывают значительную часть областей генерации пульсаций $Pi2$ в период суббуревой активности 07.09.1998 г. На рис. 1 представлены флуктуации вертикальной компоненты поля за этот период, так как особенности распределения Z компоненты на сети станций “BEAR” хорошо согласуются с особенностями распределений горизонтальных компонент поля, которые приведены ниже. Возмущение началось примерно в 18:33 UT и сопровождалось генерацией иррегулярных пульсаций типа $Pi2$. На рис. 2 показаны временные вариации 150-с спектральной составляющей вертикальных компонент поля магнитных пульсаций, фильтрованных в узкой полосе $(6-10) \times 10^{-3}$ Гц одномодовыми оптимальными узкополосными линейно-фазовыми фильтрами (с подавлением в полосе заграждения ~ 40 дБ относительно единичного значения в полосе пропускания). Синхронизация наблюдений поля на различных станциях не хуже 0.1 мс, дискретность данных 10 с. На равномерной сети $\sim 100 \times 80$ узлов по совокупности данных всех станций была построена последовательность пространственных распределений ортогональных компонент поля магнитных пульсаций, фильтрованных с периодами 120, 130, 140 и 150 с равнополосными линейно-фазовыми фильтрами равной длины, с временным разрешением 10 с за период 18:00–20:00 UT.

В период 18:30–19:05 UT наблюдались две области интенсификации $Pi2$, соответствующие наблюдаемым на рис. 2 цугам $Pi2$. Начало первого цуга (18:33 UT) соответствует активизации пульсаций на западных станциях сети. Другое событие генерации $Pi2$ началось в 18:52 UT, соответствующая ему область генерации смещена в восточном направлении относительно первой.

Спутник Polar регистрировал авроральное ультрафиолетовое излучение длинноволновой 170 нм (LBHL) и коротковолновой 150 нм (LBHS) линий молекулярного азота N_2 . Эмиссии, регистрируемые

Географические координаты станций сети “BEAR” –
Baltic Electromagnetic Array Research

№ п/п	Станция	Код	Широта (град.)	Долгота (град.)
1	Abisko	Abi	68.35	18.82
2	Andenes	And	69.30	16.03
3	Are	Are	63.42	13.42
4	Arvidsjaur	Arv	65.70	18.54
5	Bearisland	Bea	74.50	19.20
6	Boden	Bod	65.64	21.75
7	Fibi	Fib	59.90	17.35
8	Hankasalmi	Han	62.31	26.65
9	Harnosand	Har	63.08	17.99
10	Hemavan	Hem	66.06	14.87
11	Hopenisland	Hop	76.51	25.01
12	Hornsund	Hor	77.00	15.60
13	Ilomantsi	Ilo	62.92	31.48
14	Ivalo	Iva	68.55	27.28
15	Jokkmokk	Jok	66.88	19.01
16	Kevo	Kev	69.76	27.01
17	Kilpisjarvi	Kil	69.02	20.86
18	Kiruna	Kir	67.84	20.42
19	Korpilahti	Kor	62.14	24.86
20	Kuolio	Kuo	65.83	28.69
21	Lahaugmaen	Lah	59.97	10.96
22	Lehta	Leh	64.43	33.97
23	Longyearbyen	Lon	78.20	15.82
24	Lotvo	Lot	64.46	29.45
25	Lovo	Lov	59.35	17.83
26	Ludvika	Lud	60.07	14.34
27	Lovozero	Lvz	67.97	35.08
28	Lycksele	Lyc	64.50	18.10
29	Mariehamn	Mar	60.04	20.11
30	Masi	Mas	69.46	23.70
31	Muonio	Muo	68.02	23.52
32	Niirala	Nii	62.23	30.69
33	Nordli	Nor	64.37	13.36
34	Norraker	Nrr	64.43	14.79
35	Nyalesund	Nya	78.92	11.95
36	Oulujarvi	Oul	64.52	27.23
37	Puumala	Puu	61.57	28.02
38	Salla	Sal	67.21	29.28
39	Soderhamn	Sdh	61.10	17.05
40	Skelleftea	Ske	64.53	21.05
41	Sodankyla	Sod	67.37	26.63
42	Soroya	Sor	70.54	22.23
43	Topozero	Top	65.57	32.39
44	Tromso	Tro	69.66	18.94
45	Ullatti	Ull	67.10	21.87
46	Vihanti	Vih	64.40	24.74
47	Virolahti	Vir	60.59	27.59

LBHL фильтром пропорциональны полному потоку энергии высыпавшихся частиц, тогда как интенсивность линии *LBHS* фильтра соответствует высыпаниям более мягких частиц. Использована коррекция изображения, удаляющая светимость на дневной стороне. Кадры изображения полярных сияний были приведены к исправленным геомагнитным (CGM) координатам для сопоставления с распределениями фильтрованных компонент поля магнитных пульсаций (рис. 3). Уярчения сияний показаны градациями серого цвета – более темные тона соответствуют более высокому уровню интенсивности сияний. Распределения поля пульсаций представлены изолиниями X и Z компонент. На первый взгляд картина распределения интенсивности авроральных эмиссий выглядит стабильной. На всех кадрах область уярчения эмиссий совпадает с областью положительных значений 2D распределений вертикальной компоненты поля магнитных пульсаций. Но распределения локальных уярчений в сияниях на кадрах 19:03:54 и 19:04:12 UT отличаются. Заметны перераспределения их интенсивностей за непродолжительное <20 с время (на западной кромке области светимости такое уярчение “смещается” $\sim 3^\circ$ на восток), что соответствует представлению о динамичном поведении сияний в начальный период развития суббури. Динамику развития $Pi2$ в полярных сияниях трудно исследовать из-за нерегулярности (от первых секунд до 2–3 минут) кадров, фиксируемых спутником Polar.

Рассмотрим регулярную последовательность распределений фильтрованных компонент поля геомагнитных пульсаций. На рис. 4 эта последовательность отображает изменения поля $Pi2$ в узкой спектральной полосе ($T_0 = 150$ с) за время менее одного полупериода $Pi2$. Изменения вертикальной компоненты Z поля пульсаций на рис. 4 показаны как 2D амплитудные распределения, горизонтальных – как распределения поля векторов с компонентами X и Y . Степенью почернения показаны градации интенсивности Z компоненты поля, штриховыми линиями – изолинии ее отрицательных, сплошными – положительных значений. Из рис. 4 видно, что характерные размеры области генерации $Pi2$ составляют $\sim 5\text{--}9^\circ$ по широте и $\sim 10\text{--}15^\circ$ по долготе, что не противоречит оценкам, полученным в работах [Пудовкин и др., 1976; Takahashi et al., 1992].

Также видно (рис. 4), что векторы горизонтальных компонент поля геомагнитных пульсаций X , $Y(\mathbf{r})$ ориентированы по касательным к изолиниям $Z(\mathbf{r})$ компоненты поля. Такая зависимость компонент характерна для распределений поля индукционного источника в плоскости $\mathbf{r} = (\lambda, \varphi)$ географических координат, параллельной контуру тока, что согласуется с представлениями о преимущественно холловском типе ионосферных источников $Pi2$ пульсаций [Распопов, 1990]. С практической точки зрения это позволяет отображать далее только дву-

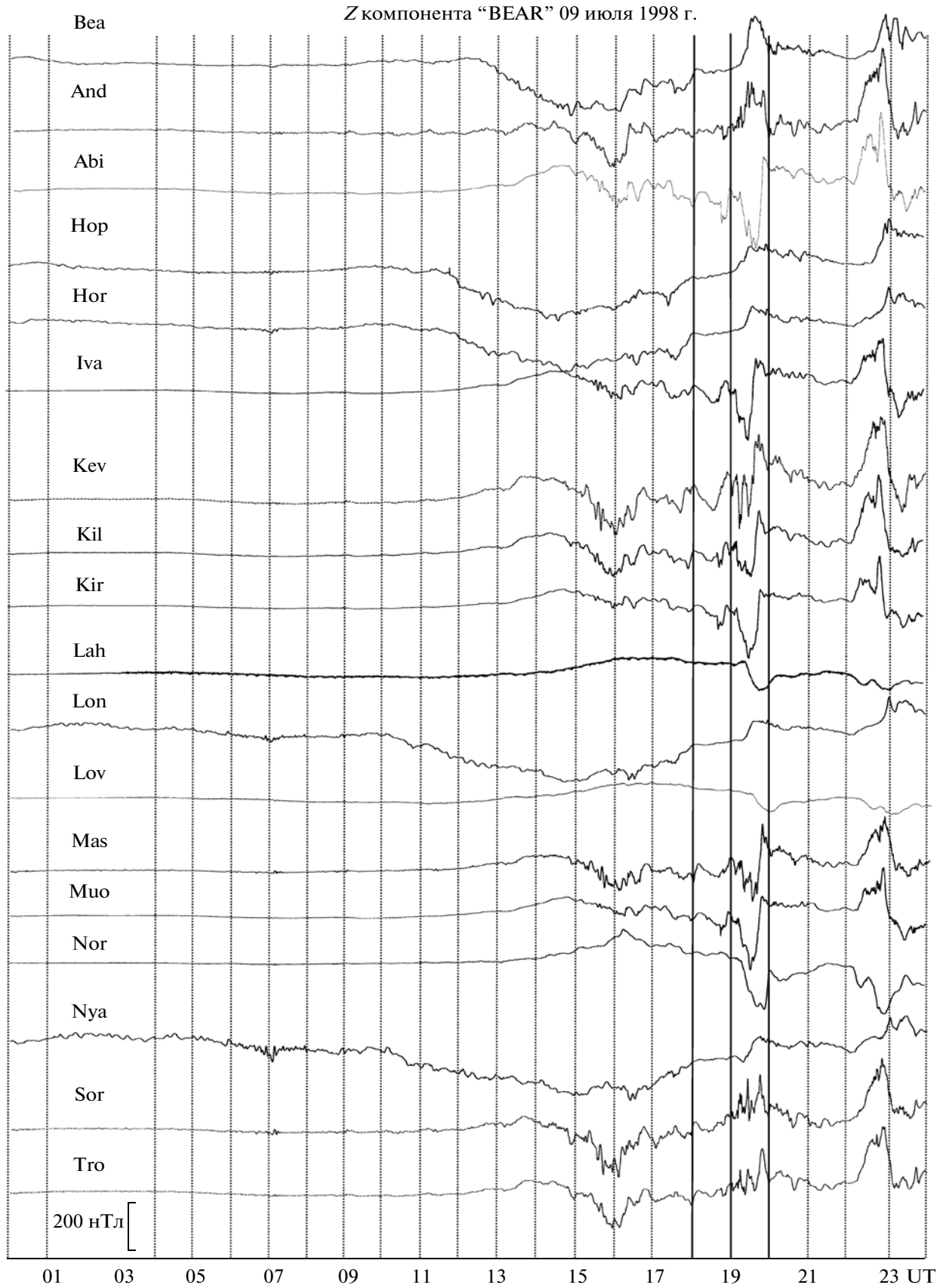


Рис. 1. Развитие геомагнитной суббури 09.07.1998 в Z компоненте возмущений магнитного поля на станциях сети "BEAR".

09 июля 1998 г.

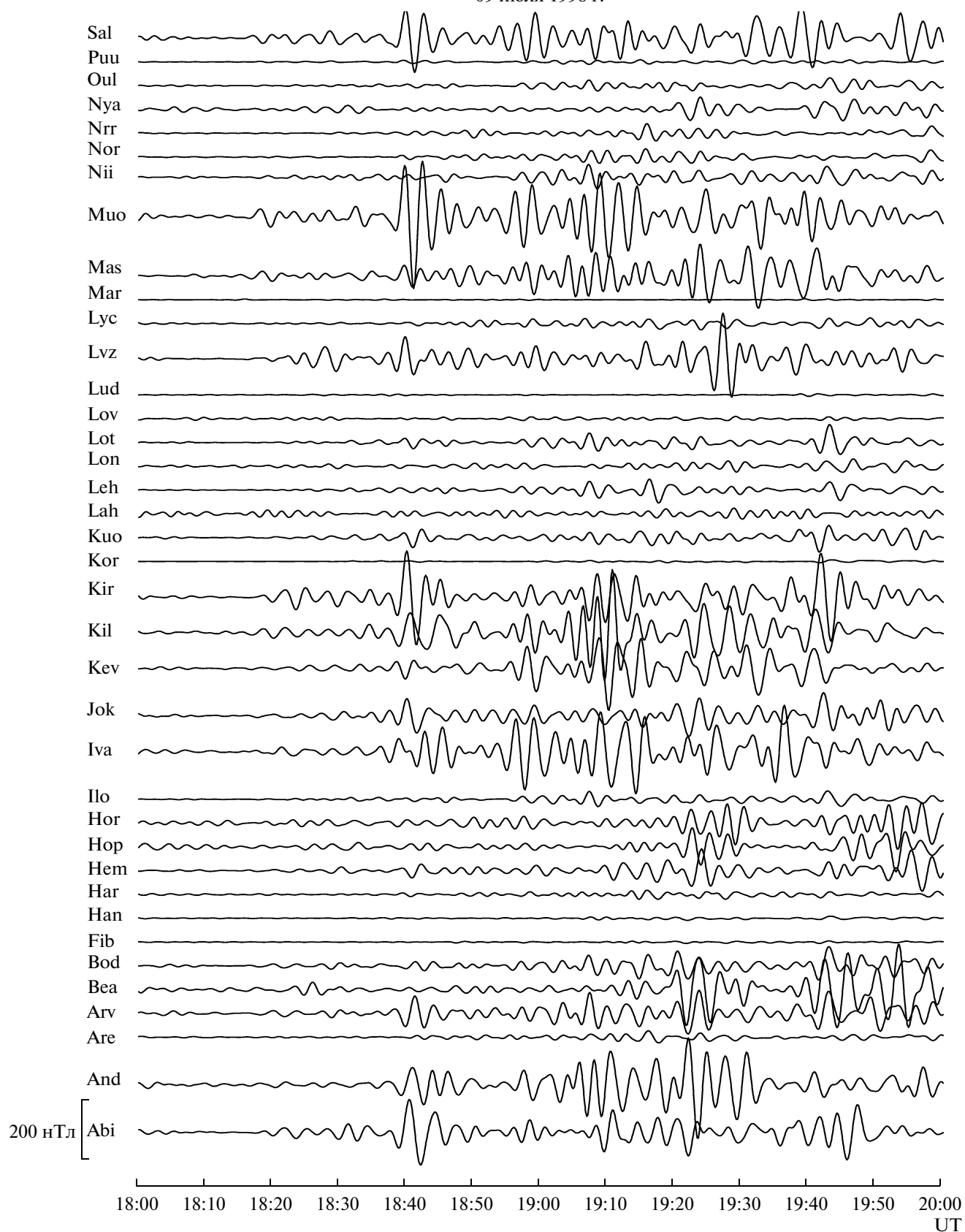


Рис. 2. Временные вариации фильтрованной в полосе $(4-9) \times 10^{-3}$ Гц Z компоненты поля пульсаций на станциях сети "BEAR".

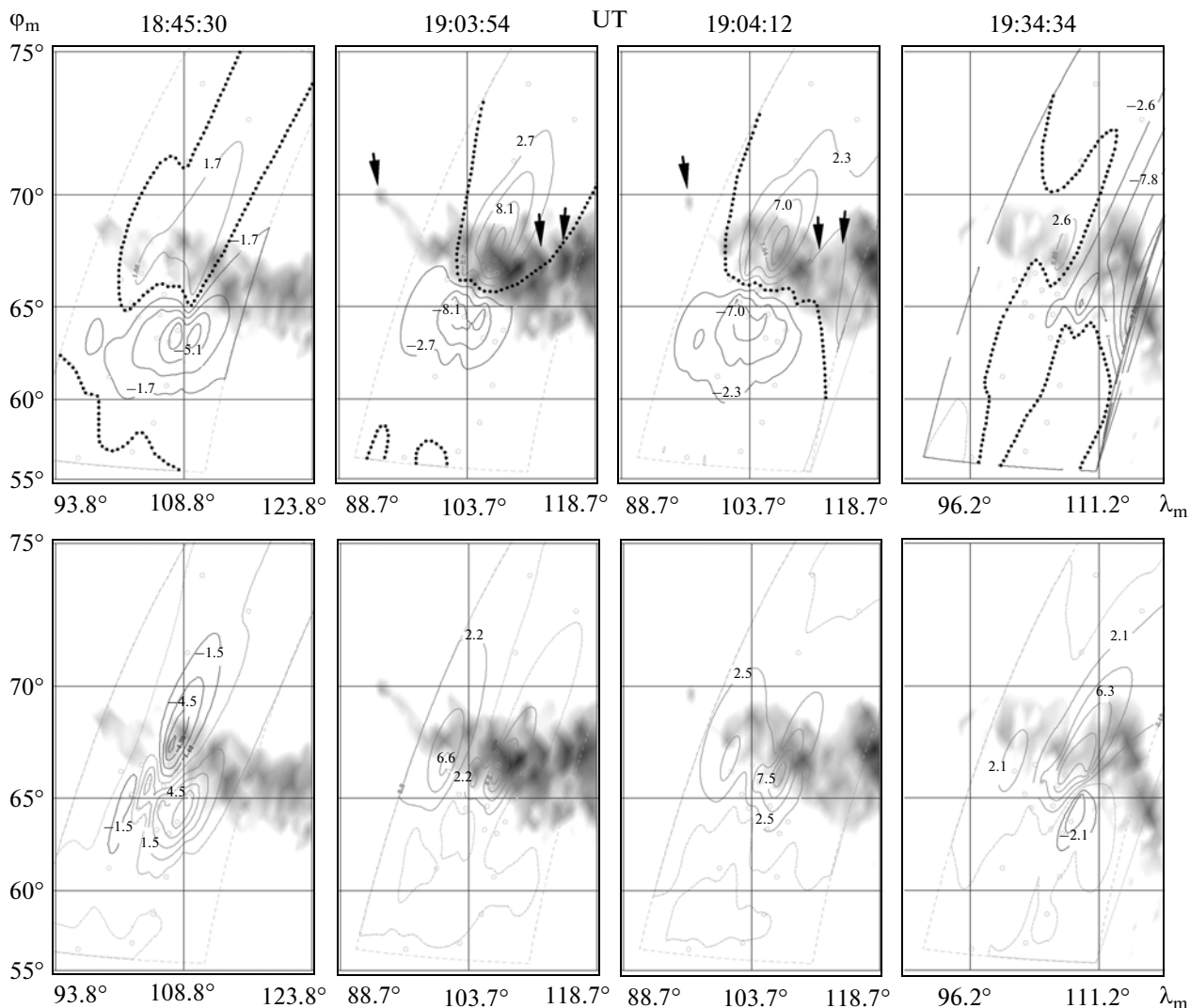


Рис. 3. Совместные распределения авроральной светимости 170 нм (более интенсивным эмиссиям соответствует более темный цвет) и фильтрованных в полосе $(4-9) \times 10^{-3}$ Гц X – (верхний), Z – (нижний ряд) компонент поля *Pi2* пульсаций (значения поля на изолиниях указаны в нТл). Кружки – положения станций, пунктир серого цвета – границы покрытия сети “BEAR”, черного – 0-изолиния X компоненты. Стрелки указывают на локальные уярчения авроральных эмиссий, интенсивность которых существенно изменилась за время 19:03:54–19:04:12 UT.

мерные амплитудные распределения фильтрованной вертикальной компоненты поля.

Ионосферную область генерации *Pi2* (рис. 4) можно разделить на зоны, в которых возмущения поля имеют противоположный знак, меняя его один раз за полупериод пульсаций. Каждая такая зона занимает $3-5^\circ$ по широте и $\sim 10-15^\circ$ по долготе и, возможно, связана с возбуждением в ионосфере холловских токов, направления которых согласованы с ориентацией магнитосферных продольных токов. В каждой зоне имеется несколько локальных экстремумов Z компоненты поля, расстояние между которыми составляет ~ 250 Км. Положения некоторых из них практически не меняются за продолжительное время (по крайней мере, за полупериод

Pi2). На рис. 4 положения нескольких экстремумов показаны овалами для распределений поля в 18:59:10 и 18:59:30 UT – локальные максимумы нанесены сплошными, локальные минимумы – штриховыми линиями. Размер овалов схематично отображает отношение интенсивности поля для локальных экстремумов одинакового знака.

Так в 18:59:10 UT в приполярной зоне на рис. 4 можно отметить локальные минимумы поля в окрестности And, Tro, Sor и Kev величиной соответственно -10.0 , -11.7 , -13.3 и -14.3 нТл. В зоне, смещенной к экватору, наблюдаются локальные максимумы 5.7 нТл в окрестности Mio и 10.2 нТл возле Iva. В 18:59:30 UT в приполярной зоне локальные минимумы -9.1 нТл и -13.4 нТл отмечаются в рай-

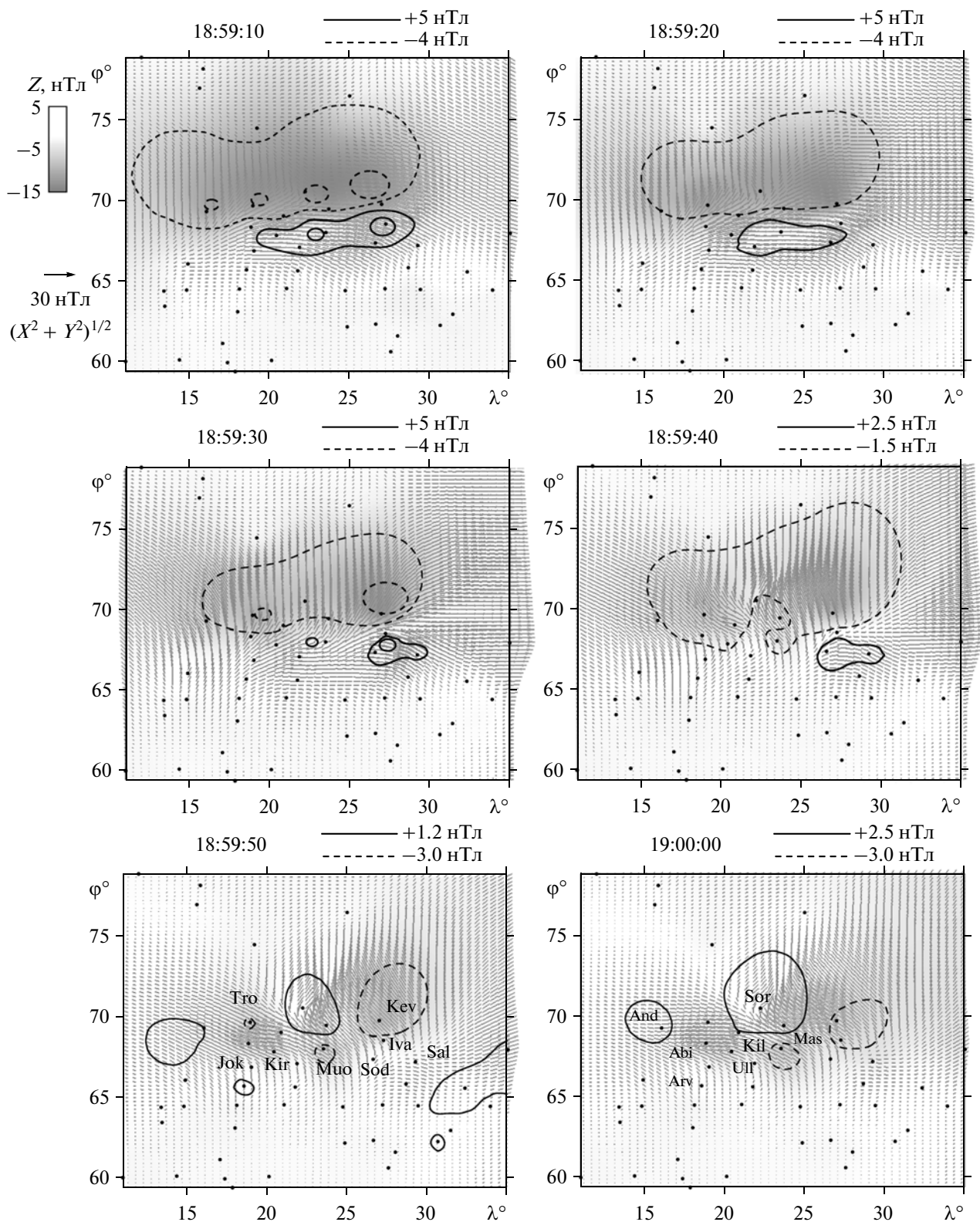


Рис. 4. Динамика распределений компонент магнитного поля менее чем за полупериод пульсаций. Распределения Z компоненты показаны степенью зачернения, X , Y компонент – как распределения поля векторов. Зона отрицательных значений Z очерчена (штриховыми), зона положительных значений – (сплошными) изолиниями. Положения локальных экстремумов показаны овалами. Большему размеру овала соответствует большая интенсивность Z компоненты поля. Точки – положения станций.

оне T_{90} (на $\sim 0.5^\circ$ к экватору от исходного) и практически в той же самой точке возле K_{ev} . На месте локального минимума Z компоненты рядом с S_{og} появляется особенность седлового типа, минимум около A_{nd} тоже не наблюдается. В смещенной к экватору зоне локальный максимум 6.6 нТл около I_{va} переместился на $\sim 0.5^\circ$ к экватору, а максимум 3.5 нТл около M_{uo} — почти на 1.5° в западном направлении. Отношение значений Z компоненты поля в окрестности T_{90} и K_{ev} в 18:59:10 UT составляло 0.82, а в 18:59:30 UT равнялось 0.68. Аналогично отношение амплитуд для M_{uo} и I_{va} изменилось с 0.55 на 0.53. Имеет место перераспределение интенсивностей поля $Pi2$ в течение 20 с интервала времени.

В 18:59:40–18:59:50 UT при общем уменьшении интенсивности поля (показано значениями изолиний на рис. 4) перераспределение его амплитуд в ионосферной области генерации $Pi2$ выглядит как быстрое смещение локальных экстремумов в зону экстремумов противоположного знака. Число наблюдаемых экстремумов при этом возрастает. Такая перестройка поля приводит к тому, что все локальные минимумы оказываются в зоне локальных максимумов и наоборот, то есть происходит смена знака Z компоненты поля между смещенной в полярную область ($\sim 69\text{--}73^\circ$ N) зоной и зоной, смещенной к экватору ($\sim 65\text{--}69^\circ$ N). Эту тенденцию отражает распределение поля в момент 19:00:00 UT. То есть, распределения поля $Pi2$ во времени ведут себя периодически согласно работам [Пашин и др., 1982; Yumoto, 1986; Распопов, 1990].

Необходимо выяснить, как проявляется указанная периодичность в динамике распределений локальных экстремумов $Pi2$, и можно ли интерпретировать эти особенности распределений поля как вклады локальных ионосферных источников пульсаций. Если мгновенные положения локальных экстремумов поля действительно вызваны включениями-выключениями локальных ионосферных источников $Pi2$, то их относительно стабильное положение должно наблюдаться в течение нескольких последовательных полупериодов пульсаций. Если перераспределения их интенсивностей также периодичны, то логично предположить, что их импульсные включения-выключения непродолжительны — меньше полупериода $Pi2$. При этом можно предложить иную трактовку процесса их генерации, полагая, что возбуждаются одна или несколько токовых систем $Pi2$, продольные токи которых осциллируют со сдвигом по фазе. Постоянство фазовой задержки будет означать, что их колебания связаны, и токовые системы можно отнести к одной и той же области генерации $Pi2$. Для выяснения повторяемости перераспределений интенсивности локальных ионосферных источников $Pi2$ в разделе 4 будут рассмотрены более продолжительный ряд 2D амплитудных распределений Z компоненты поля $Pi2$. Проверка возможной трактовки особенностей распределений поля вкладами локальных ионосферных

источников пульсаций и определение положений этих источников решаются методами общего градиентного анализа поля пульсаций.

3. ОБЩИЙ ГРАДИЕНТНЫЙ АНАЛИЗ ПОЛЯ МАГНИТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ

Колебания поля $Pi2$ в узкой полосе частот зададим в виде периодических непродолжительных (не более $1/2$ периода $Pi2$) импульсных переключений разной интенсивности и знака. Спектр импульса имеет непрерывную составляющую, и введенное представление позволяет (*i*) исследовать фазировку разных источников пульсаций на близких гармониках; (*ii*) локализовать разные источники поля пульсаций, разделяя их вклады. Определим поведение фильтрованной на частоте ω_k составляющей спектра пульсаций как суперпозицию N импульсных откликов одномодового узкополосного линейно-фазового фильтра [Петленко, 1994]:

$$x_{kj}(t) = \sum_{i=1}^N \exp\{-\alpha_i(t - \tau_i)^2 + \beta_i\} \sin\{\omega_k(t - \tau_i) + \varphi_i\}, \quad (1)$$

где β_i — логарифм амплитуды, α_i — затухание, φ_i — фаза, а τ_i — момент появления i импульсного воздействия для каждой фильтрованной в узкой полосе j компоненты поля, k — номер фильтра. В силу особенностей спектрального поведения этой модели [Петленко, 1995] при малой величине запаздывания импульсов $\tau_i - \tau_{i-1} \sim \pi\omega_k^{-1}$ спектр суммы i и $i-1$ импульсных откликов мало отличается от спектра отдельных откликов. Будем считать, что импульсы переключения поля, определяющие изменения фильтрованной компоненты возмущения $Pi2$ в течение полупериода, удовлетворяют этому соотношению. Пусть переключающая функция имеет вид ступеньки, $\hat{\tau}_{2m-1}$ и $\hat{\tau}_{2m}$ — моменты включения-выключения импульсов, ι_{2m-1} и ι_{2m} — их амплитуды. Тогда (1) представляется как сумма по $m = 1..M(=2N)$ квазигармонических слагаемых, параметры которых выражены в терминах $\hat{\tau}_m$ и ι_m (если $\iota_m > 0$, то $\varphi_m = 0$, если $\iota_m < 0$, то $\varphi_m = \pi$).

Для разных станций τ_i , φ_i и условия разделения вкладов разных источников различны. Но изменение частоты фильтрации ω_k компонент импульса, фиксируемого одной станцией, меняет значение φ_i , но не τ_i параметра, что и составляет основу для их разрешения. Покажем, что определение параметров τ_i и φ_i импульсных возмущений источников в компонентах поля позволяет находить положения эффективных центров ионосферных источников пульсаций. Для этого установим связь параметров импульсных откликов с фазовым поведе-

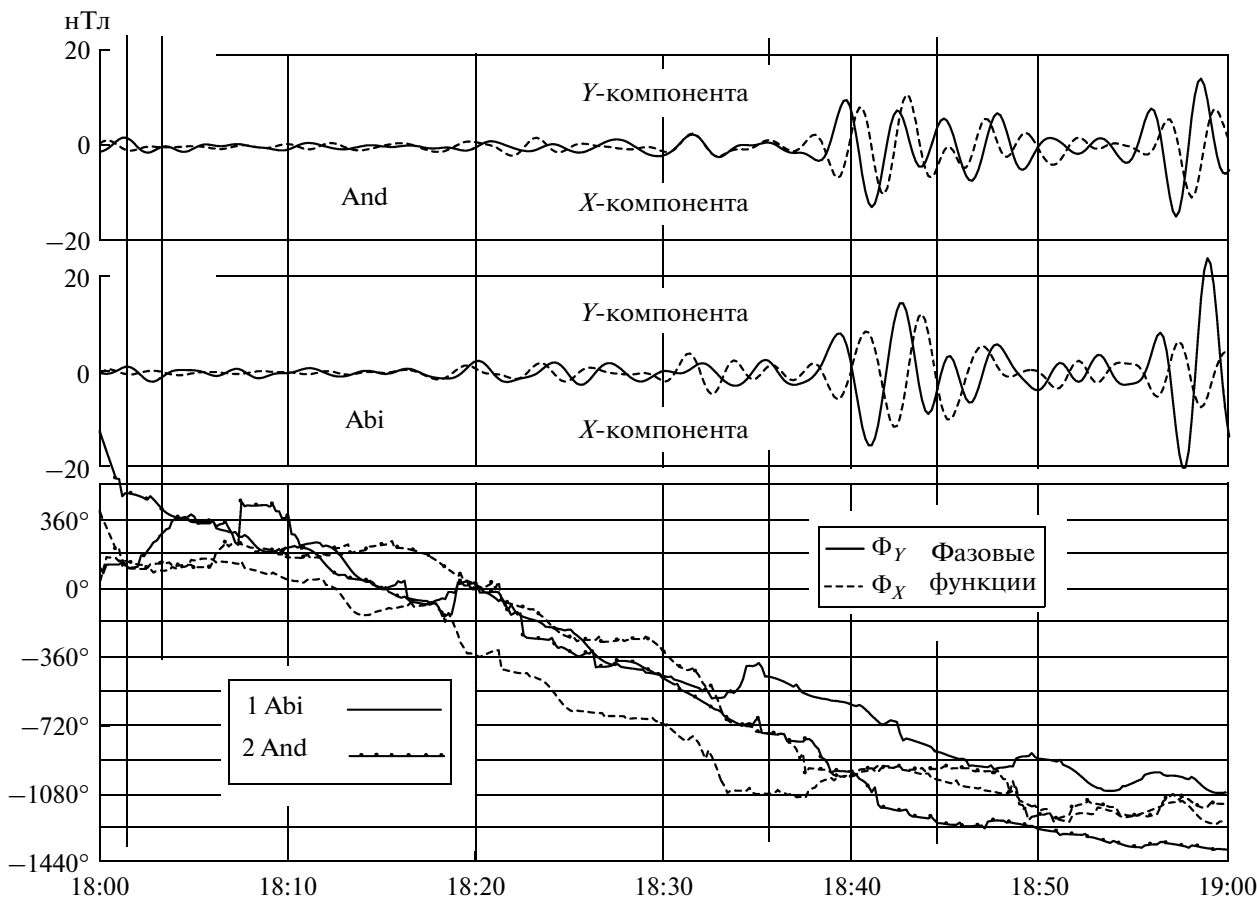


Рис. 5. Фильтрованные с периодом 150 с горизонтальные компоненты поля пульсаций на станциях And и Abi и их фазовые функции.

нием фильтрованных в узкой полосе компонент поля магнитных пульсаций, представив результат их узкополосной фильтрации как квазигармонический процесс

$$x_{kj}(t) = A_{kj}(t) \sin \{ \omega_k t + \Phi_{kj}(t) \} \quad (2)$$

с амплитудной огибающей $A_{kj}(t)$ и фазовой функцией $\Phi_{kj}(t)$ для ω_k спектральной составляющей j компоненты поля. Отождествление (1) и (2) позволяет установить связь амплитудного и фазового поведения фильтрованных компонент поля пульсаций $A_{kj}(t)$ и $\Phi_{kj}(t)$ с параметрами импульсных воздействий. В частности при $N = 2$ согласно [Petlenko et al., 1996] имеем

$$A_2(t) = \exp\{-\Delta\} \{ \cosh^2 \Delta_{12} - \sin^2(\omega_k \tau_{12}/2) \}^{1/2} \quad (3a)$$

$$\Phi_2(t) = \omega_k \tau / 2 + \arctan \{ \tan(\omega_k \tau_{12}/2) \tanh \Delta_{12} \} \pm \pi k, \quad (36)$$

где $2\Delta = (\alpha_1 + \alpha_2)t^2 - 2(\alpha_1\tau_1 + \alpha_2\tau_2)t + (\alpha_1\tau_1^2 + \alpha_2\tau_2^2) - (\beta_1 + \beta_2)$, $2\varphi = (\varphi_1 + \varphi_2) - \tau\omega_k$, $\tau = \tau_1 + \tau_2$, $2\Delta_{12} = (\alpha_1 - \alpha_2)t^2 - 2(\alpha_1\tau_1 - \alpha_2\tau_2)t + (\alpha_1\tau_1^2 - \alpha_2\tau_2^2) - (\beta_1 - \beta_2)$, $2\varphi_{12} = (\varphi_1 - \varphi_2) - \tau_{12}\omega_k$, $\tau_{12} = \tau_1 - \tau_2$.

Амплитудные огибающие и фазовые функции фильтрованных в узкой полосе векторных компонент поля магнитных пульсаций находим фазовым детектированием [Проксис, 2000; Скляр, 2003]. То есть параметры откликов фильтров на импульсные воздействия определяются из экспериментальных данных. На рис. 5 приведены фазовые функции 150-с спектральных составляющих горизонтальных компонент градиентных станций And и Abi. Это кусочно-гладкие функции, гладкое поведение которых хорошо согласуется с гладким поведением $\Phi(t)$.

Полагая локальный ионосферный источник аксиально-симметричным, найдем положение его эффективного центра по фазам горизонтальных компонент поля его возмущения, фиксируемого тремя станциями сети "BEAR", расположенными на расстоянии ~250 км. Заметим, что в рамках пред-

ставлений, допускающих одновременное возбуждение нескольких источников, высказанное предположение не является слишком сильным — важно лишь, чтобы вклады источников можно было разделить по данным градиентных станций. Возможность такого разделения позволяет представить достаточно сложные конфигурации в распределениях поля в виде суммы вкладов локальных источников. Заметим также, что определение эффективного центра локального ионосферного источника вовсе не означает, что этот источник предполагается точечным. Судя по затуханию поля в окрестности локальных экстремумов Z компоненты поля (рис. 4), можно предположить, что эти источники имеют характерный размер ~ 100 км ($T > 120$ с).

Пусть расстояния от центра источника до какой-либо пары станций одинаковы. Тогда горизонтальные компоненты возмущения, фиксируемого одной из этих станций, связаны с компонентами того же самого возмущения, фиксируемого другой станцией, ортогональным преобразованием. То есть система координат одной станции развернута относительно другой на угол ψ , величина которого зависит от расстояния между станциями d и их удаления от источника. Положим, что для одной из станций компоненты импульсного отклика имеют вид $X_0(t) = \exp\{-\alpha_{X_0} t^2 + \beta_{X_0}\} \sin\{\omega_k t + \varphi_{X_0}\}$ и $Y_0(t) = \exp\{-\alpha_{Y_0} t^2 + \beta_{Y_0}\} \sin\{\omega_k t + \varphi_{Y_0}\}$.

Обозначая $\varphi_{X_0 Y_0} = (\varphi_{X_0} - \varphi_{Y_0})/2$, $2\Delta_{X_0 Y_0} = -(\alpha_{X_0} - \alpha_{Y_0})t^2 + (\beta_{X_0} - \beta_{Y_0})$ и $\delta_{X_0 Y_0} = \arctan\{\exp 2\Delta_{X_0 Y_0}\}$, найдем выражения для фаз откликов горизонтальных компонент другой

станции $\varphi_{X_1} = \arctan\left\{\frac{\tan\psi - \tan\delta_{X_0 Y_0} \tan\varphi_{X_0 Y_0}}{\tan\psi + \tan\delta_{X_0 Y_0}}\right\}$ и $\varphi_{Y_1} = -\arctan\left\{\frac{1 + \tan\psi \tan\delta_{X_0 Y_0} \tan\varphi_{X_0 Y_0}}{1 - \tan\psi \tan\delta_{X_0 Y_0}}\right\}$, так что

$$\tan\varphi_{X_1} : \tan\varphi_{Y_1} = \tan(\delta_{X_0 Y_0} - \psi) : \tan(\delta_{X_0 Y_0} + \psi). \quad (4)$$

В силу предположения об аксиальной симметрии источника различное пространственное затухание его возмущения на станциях, удаленных от его центра на разные расстояния, учитывается поправкой $e^{2\beta_{X_0}} + e^{2\beta_{Y_0}} = c(e^{2\beta_{X_1}} + e^{2\beta_{Y_1}})$, где c — компенсирующий множитель. Эти различия не влияют на вид соотношений (4), и по фазам горизонтальных компонент импульсного отклика возмущения, регистрируемого парой станций, можно определить значение угла ψ . Тогда пеленг источника возмущения можно трактовать как геометрическое место точек, из которых данная пара станций видна под одним и тем же углом ψ . Таким местом является пара окружностей радиуса $R = d/2\sin\psi$, проходящих

через точки размещения станций. Поэтому компонентные данные трех разнесенных магнитовариационных станций позволяют локализовать положение источника пульсаций, точнее, его эффективный, или эквивалентный центр. Три окружности-пеленга образуют вокруг него криволинейный треугольник ошибок. Размер этого треугольника определяется точностью определения угла ψ и зависит от ряда факторов, в том числе от точности разрешения τ_i и φ_i параметров его импульсных откликов в горизонтальных компонентах поля.

С одной стороны, точность определения этих параметров не лучше, чем уровень девиаций АЧХ полосового фильтра в полосе заграждения $\sim 1\%$. Ошибка определения τ_i для 150 с фильтрованных пульсаций составит $\Delta\tau_i \sim 1.5$ с, а ошибка определения угла ψ будет $\sim \pm 3^\circ$, что для станций, разнесенных на $d \sim 100$ км и $\psi \sim \pi/4$, дает оценку погрешности определения $\Delta R \sim 10$ км. С такой же точностью определяются положения локальных экстремумов распределения фильтрованных компонент поля пульсаций между узлами равномерной 2D сети в области наиболее плотного расположения станций эксперимента “BEAR”.

С другой стороны, факторами, препятствующими разрешению τ_i и φ_i параметров, являются быстрые за ~ 10 с смещения на расстояние ~ 100 км положений локальных экстремумов фильтрованных компонент поля и увеличение числа этих экстремумов в некоторые моменты времени, что формально может быть представлено как увеличение числа переключений импульсов и многократное перекрытие интервалов погрешности $\Delta\tau_i$. Эта неопределенность в какой-то мере снимается согласованным решением задачи пеленгации для разных спектральных составляющих импульсного воздействия. Будем считать положение источника определенным, если оно слабо меняется при изменении частоты фильтрации ω_k , то есть, если результат локации устойчив по отношению к выбору спектральной составляющей возмущения, и треугольники ошибок для разных спектральных составляющих имеют область перекрытия. Приемлемыми условиями разделения вкладов локальных источников пульсаций считаем 2% уровень квадратичной невязки суммы их вкладов в рамках модели (1) фильтрованным компонентам поля градиентных станций и равномерность аппроксимации $\sim 2\%$ на выборке продолжительностью не менее 3.5 периодов пульсаций.

Этим не гарантируется определение положения источника пульсаций в произвольный момент времени, так как вклады разных источников не всегда успешно разделяются в рамках модели (1). В ряде случаев вклады этих источников удалось разделить, найти их положение в рамках соотношений (4) и со-

поставить найденные положения с особенностями распределения поля, построенного по наблюдениям геомагнитных возмущений на 2D сети магнитовариационных станций.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

Пеленги локальных ионосферных источников показаны на рис. 6 совместно с распределениями 150 с спектральной составляющей Z компоненты поля магнитных пульсаций (степень зачернения показывает величину ее отрицательных значений). Представленные на рис. 6 распределения относятся к двум последовательным периодам одного из событий генерации $Pi2$. Распределения, построенные в моменты времени 18:56:00 и 18:56:20 UT в течение одного и того же полупериода $Pi2$, отличаются отношением значений локальных минимумов Z компоненты, расположенных вблизи станций And и Sor и обозначенных на рис. 6 звездочками s_1^{1-} и s_3^{1-} . В зоне отрицательных значений Z компоненты в течение этого полупериода выделена еще одна пара локальных минимумов s_2^{1-} и s_4^{1-} в окрестностях станций Tro и Keu, а в зоне положительных значений — пара локальных максимумов s_1^{1+} и s_2^{1+} . Изменения поля в течение следующего полупериода $Pi2$ представлены распределениями Z компоненты поля, построенными для моментов времени 18:57:20 и 18:57:40 UT. Для этих моментов перераспределения интенсивности Z компоненты между локальными экстремумами s_i^{2+} ($i = 1..4$) в зоне ее положительных значений показаны на рис. 6 изолиниями 4, 6... нТл, такие же перераспределения между локальными минимумами s_1^{2-} и s_2^{2-} — оттенками серого. Соответствующее моменту времени 18:58:40 UT распределение подобно построенному для 18:56:00 UT. В 18:58:40 UT локальный минимум s_1^{3-} глубже, чем s_3^{3-} . В 18:59:10 UT (рис. 4) отмечается интенсификация локальных экстремумов s_2^{3-} и s_4^{3-} (интенсивность в точке s_2^{3-} выше, чем в s_4^{3-} , а в s_3^{3-} выше, чем в s_1^{3-}). В 18:59:20 UT более высокая интенсивность Z компоненты поля отмечается в точке s_4^{3-} . Не зависимо от знака Z компоненты поля перераспределение ее амплитуды между локальными экстремумами в каждой зоне происходит примерно за одно и то же время (с одной и той же скоростью), что свидетельствует о том, что носителями втекающего-вытекающего тока являются частицы одного и того же сорта.

При построении пеленгов локальных ионосферных источников $Pi2$ (рис. 6) предполагалось, что они являются аксиально симметричными холловскими источниками, не меняют положения и размеров в течение полупериода $Pi2$, а их включение-выключение осуществляется импульсным образом. В рамках этих предположений не существенно, в какой последовательности отображены найденные

пеленги — важно, чтобы это отображение соответствовало полупериоду возбуждения соответствующих источников. Для разных спектральных составляющих поля рассогласование пеленгов составляет ~10 км. Этой величиной определяется точность локализации, примерно совпадающая с поперечными размерами криволинейных треугольников ошибок. Как видно из рис. 6, в рамках указанной точности, положения источников пульсаций, найденные градиентным методом, совпадают с положениями локальных экстремумов распределений фильтрованной (150 с) Z компоненты поля пульсаций, построенных по 2D сети станций для того же полупериода $Pi2$. То же справедливо для 120, 130 и 140 с спектральных составляющих поля.

Из рис. 6 также хорошо видно, что положения локальных экстремумов и соответствующих им пеленгов локальных ионосферных источников $Pi2$ меняются от одного полупериода пульсаций к другому. Так как положения источников s_i^{1-} , s_i^{2+} и s_i^{3-} локализовались одними и теми же станциями (s_1^{1-} , s_1^{2+} и s_1^{3-} определялись по данным градиентных станций And, Abi и Tro, а s_3^{1-} , s_3^{2+} и s_3^{3-} — по данным Kil, Mas и Sor), то их смещения ~100 км существенно влияли на результат построения пеленгов. Значительные изменения отмечаются между положениями s_i^{1-} и s_i^{2+} (за полупериода $Pi2$ все локальные источники сместились почти на 1° в экваториальном направлении). Некоторые источники ($s_3^{2+} \rightarrow s_3^{3-}$) сместились на $\sim 1^\circ$ по долготе. Положения s_i^{1+} , s_i^{2-} и s_i^{3+} менялись не столь значительно, но перераспределения интенсивности источников $s_1^{1+} \rightarrow s_2^{1+}$, $s_1^{2-} \rightarrow s_2^{2-}$ и $s_1^{3+} \rightarrow s_2^{3+}$ отмечались в течение трех рассмотренных полупериодов $Pi2$.

Такие перераспределения можно интерпретировать как сдвинутые по фазе осцилляции локальных ионосферных источников $Pi2$. Гладкое поведение фазовых функций Z компоненты поля этих источников характеризует связанность их колебаний, между которыми имеется постоянный фазовый сдвиг. Такое поведение $\Phi(t)$ отмечается в течение большей ~60–75% части времени каждого полупериода $Pi2$. Ему соответствуют интервалы времени, в течение которых все локальные источники s_i^{j+} располагаются в зоне, в которой значения Z компоненты поля $Pi2$ положительны, а все s_i^{j-} в зоне, где эти значения отрицательны (рис. 4, 6).

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Сделанные в силу зависимости X , Y и Z компонент в 2D распределениях поля $Pi2$ (рис. 4) предположения о холловском типе их локальных ионосферных источников позволили установить соответствие эффективных центров этих источников положениям

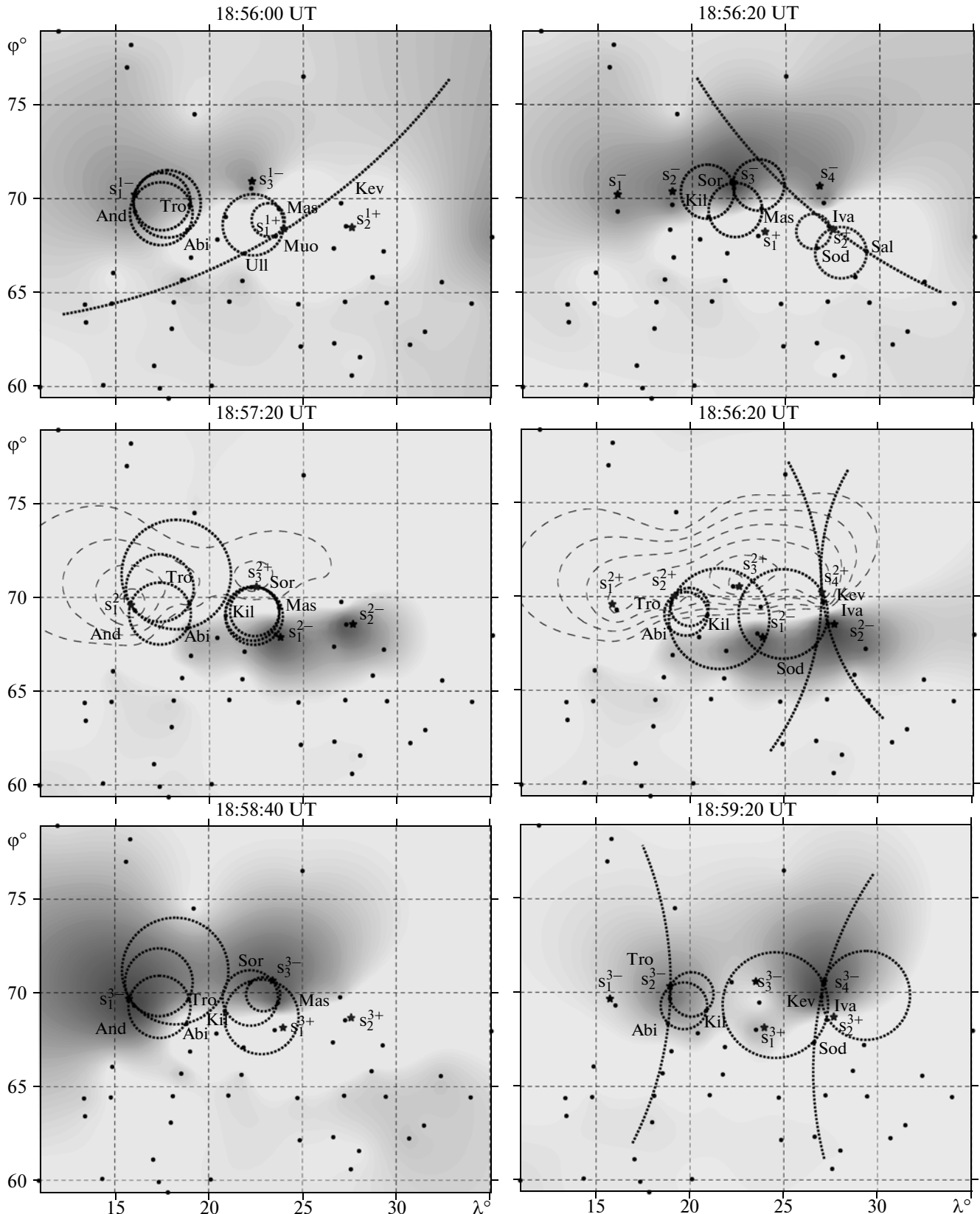


Рис. 6. Распределения вертикальной 150 с фильтрованной компоненты поля пульсаций в течение трех полупериодов $P12$ и результаты пеленгации их локальных ионосферных источников по фазам импульсных возмущений в горизонтальных компонентах градиентных станций сети “BEAR”. Штриховой линией показаны изолинии 4, 6, 8... нТл Z компоненты в моменты 18:57:20 и 18:57:40 UT. Пунктир – пеленги эффективных центров источников $s_i^{k\pm}$. Звездочки – положения центров (совпадают с локальными экстремумами Z компоненты). Точки – положения станций.

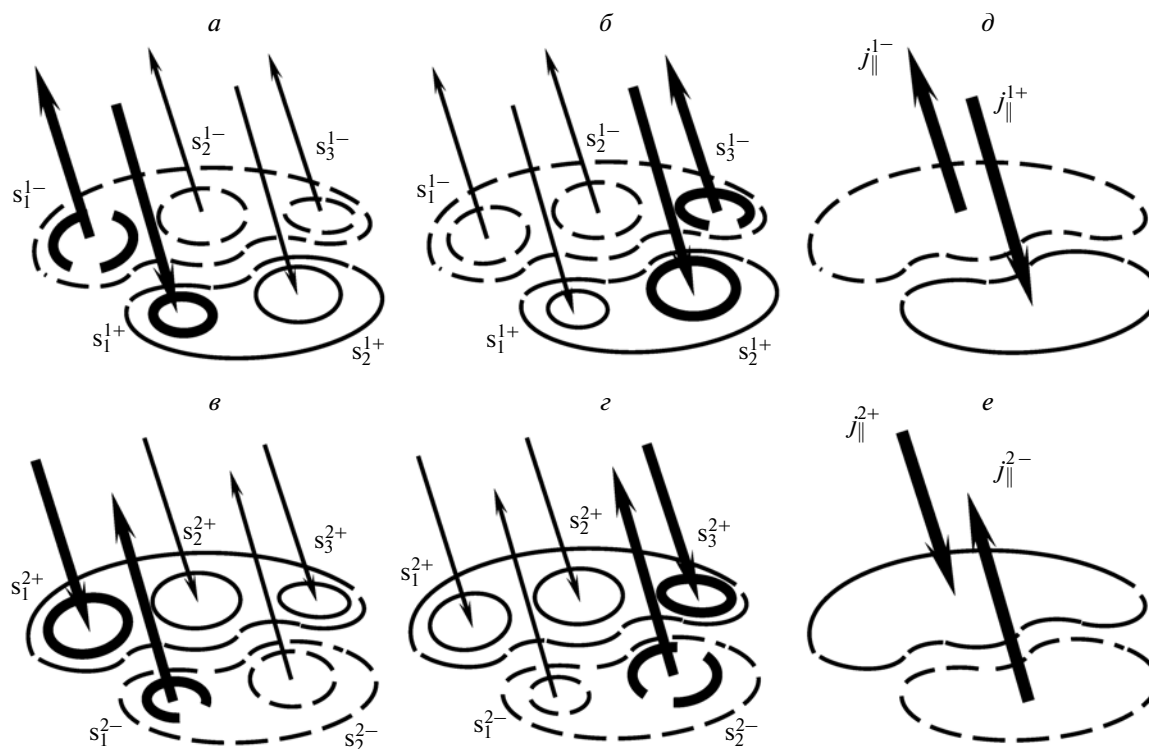


Рис. 7. Схема области генерации $Pi2$. Сегменты дуг овалов — границы зон однонаправленных холловских токов, овалы — локальные ионосферные источники. Перераспределения их интенсивности и интенсивности соответствующих продольных токов за два полупериода $Pi2$ показаны на (а–е) толщиной линий; (д, е) результат пространственного усреднения источников. Как и в работе [Pilipenko et al., 2005] предполагается, что токи $j_{\parallel}^{k\pm}$ входят в ионосферу вертикально.

локальных экстремумов 2D распределений Z компоненты поля. Поэтому зоны, в которых большую часть полупериода $Pi2$ значения Z компоненты имеют один и тот же знак, назовем условно зонами однонаправленных холловских токов.

Установленное соответствие локальных ионосферных источников $Pi2$ локальным экстремумам 2D распределений Z компоненты подтверждает предположение о почти одновременном (в течение полупериода $Pi2$) импульсном включении-выключении нескольких источников. В течение следующего полупериода их положение может существенно измениться (рис. 6). Справедливость этого предположения, возможно, свидетельствует о ветвлении, или существовании параллельных продольных токов совпадающего знака. Такая возможность подтверждается результатами сопоставления найденных положений ионосферных источников и локальных уярчений полярных сияний. Граница интенсификации полярных сияний (показаны зачернением на рис. 3) лежит вблизи нулевой изолинии горизонтальной компоненты возмущений поля магнитных пульсаций (пунктир), а их локальные уярчения — вблизи локальных максимумов Z компоненты. Перерас-

пределения интенсивности авроральных эмиссий (между локальными уярчениями размером ~ 100 км на расстояниях ~ 250 км за ~ 20 с) имеют такие же пространственно-временные масштабы, что и перераспределения интенсивности поля пульсаций (рис. 6).

На рис. 7 схематично показан вероятный сценарий развития процесса генерации $Pi2$ в период 18:56–18:58 UT. Область генерации $Pi2$ представлена двумя зонами однонаправленных холловских токов, в одной из которых в течение первого полупериода пульсаций возбуждаются локальные ионосферные источники s_1^{1-} , s_2^{1-} и s_3^{1-} , в другой — s_1^{1+} и s_2^{1+} (рис. 7а, б). Во время второго полупериода $Pi2$ направления локальных холловских токов меняются на противоположные (рис. 7в, г). Интенсификации локальных ионосферных источников и возможные увеличения плотности продольных токов, инициирующие перераспределения их интенсивности, показаны на рис. 7а–г жирными линиями. Интегрируя (усредняя) вклады локальных источников по площади зоны, приходим к традиционному толкованию генерации $Pi2$ [Yumoto, 1986; Распопов, 1990; Kan et al., 1992] 3D токовой

системой с осциллирующими продольными токами j_{\parallel}^{+} и j_{\parallel}^{-} (рис. 7*d*, *e*).

Предположение об импульсном включении-выключении нескольких источников в течение одного полупериода $Pi2$ означает, что усреднение их вкладов за полупериод пульсаций равносильно их усреднению по площади зоны однонаправленных холловских токов. Поэтому справедливость адиабатического приближения, в рамках которого выводилась теория генерации $Pi2$ [Распопов и Троицкая, 1974; Пудовкин и др., 1976], хорошо объясняется стационарным перераспределением интенсивности локальных источников в течение большей части времени полупериода пульсаций, что иллюстрируется последовательностью 2D распределений поля (рис. 4, 6) и схемой рис. 7. Однако, на распределениях, построенных в период 18:59:40–19:00 UT (рис. 4), динамика локальных источников становится более сложной. В это время интенсивность ионосферных источников падает, их число увеличивается, размер уменьшается, некоторые из них “смещаются” в зону холловских токов противоположной направленности, другие “остаются в пределах своей” зоны непродолжительное (~25–40% полупериода $Pi2$) время до полной перемены знака Z компоненты поля в обеих зонах.

Перестройкам поля в эти периоды времени соответствуют импульсные, или скачкообразные изменения фазовых функций фильтрованных компонент поля пульсаций величиной от сотых долей до сотен градусов, происхождение которых несложно понять. Наблюдаемые на рис. 4 перестройки происходят на протяжении всей границы зон однонаправленных холловских токов (~800 км), что опять-таки свидетельствует о том, что осцилляции поля в окрестности локальных ионосферных источников $Pi2$ не являются независимыми. В диапазоне периодов 120–150 с эти колебания связанные, а изменение знака Z компоненты поля в какой-то момент времени наблюдается одновременно в обеих зонах холловских токов, поэтому в этот момент происходит срыв колебаний отстающего по фазе источника. Это объясняет импульсные изменения фазовых функций и подтверждает гипотезу о когерентности некоторых локальных источников $Pi2$ пульсаций.

В рамках градиентного анализа учет вкладов локальных источников, проявляющихся при нестационарных перестройках поля так же необходим, как и учет влияния стационарных источников $s_i^{j\pm}$. Хотя амплитуда $s_i^{j\pm}$ почти на порядок выше, нестационарный источник в какой-то момент времени может оказаться на меньшем расстоянии от градиентной станции, и его вклад в регистрируемое поле будет значительным. Так квадратичный вклад одного из таких

источников, зарегистрированного в окрестности Abi в 18:59:53 UT, составляет более 10% от вклада s_2^{3-} и более чем в 100 раз превышает вклад s_4^{3-} в компоненты поля фиксируемого этой станцией. Вклады таких источников учитываются также как вклады стационарных, но описание метода их выделения выходит за рамки данной работы. Практически ~2% точность разделения вкладов локальных ионосферных источников вызвана погрешностью этого метода.

Указанные ограничения затрудняют учет влияния геоэлектрических неоднородностей на результаты определения положений локальных ионосферных источников пульсаций. Но в диапазоне периодов 120–140 с положения локальных экстремумов в 2D распределениях Z компоненты и соответствующих градиентных пеленгов отличались от показанных на рис. 6 положений $s_i^{j\pm}$, найденных по 150 с фильтрованным компонентам поля, на 10–30 км. Эти отличия, возможно, отчасти характеризуют ошибки локации ионосферных источников, вызванные вынужденным пренебрежением вкладов источников, индуцированных в земной коре.

Другая причина возможных ошибок локации – неравномерная плотность сети станций “BEAR”. На 2D распределениях поля (рис. 4, 6) эта неравномерность проявляется как увеличение радиуса кривизны изолиний поля в области наименее плотного расположения станций. С другой стороны, при малой плотности станций возрастает их взаимная удаленность d и, следовательно, радиус R окружности-пеленга. Погрешность локации эффективного центра источника при этом возрастает. В силу установленного соответствия особенностей 2D распределений поля пеленгам источников естественным способом уменьшения ошибок их локации, связанных с неравномерностью сети станций, является, во-первых, анализ поля тех источников, которые расположены в области наиболее плотного расположения станций. Во-вторых, исследуется поле длиннопериодных пульсаций $T > 120$ с. Анализ вкладов источников меньших размеров (<100 км), в частности нестационарных источников $Pi2$ представляет серьезную проблему. Возможные ошибки локации ионосферных источников $Pi2$ не влияют на основной результат работы – установленное перераспределение интенсивности локальных источников пульсаций и авроральных эмиссий в течение каждого полупериода $Pi2$.

6. ВЫВОДЫ

Показано, что поле ионосферных токов 3D токовой системы $Pi2$ в диапазоне периодов 120–150 с на большой площади ~ 10^5 – 10^6 км² может быть представлено как поле двух зон холловских токов

противоположной направленности, индуцируемых втекающими и вытекающими продольными токами. В каждой зоне имеется один, или несколько локальных ионосферных источников. Некоторые из них можно считать неподвижными, положения других меняются в течение периода $Pi2$. В течение большей части времени каждого полупериода $Pi2$ наблюдается стационарное перераспределение интенсивности локальных ионосферных источников в каждой зоне. В течение меньшей — перераспределение интенсивности осуществляется между источниками зон, в которых холловские токи имеют противоположную направленность. Эти перестройки не стационарны и могут происходить либо локально между отдельными источниками, либо более равномерно в пределах ионосферной области генерации $Pi2$. Поэтому колебания поля локальных ионосферных источников в одной и той же зоне не являются независимыми.

Изменение знака Z компоненты (синхронизация) поля в какой-то момент времени в течение полупериода $Pi2$ наблюдается повсеместно в обеих зонах холловских токов. Так как колебания поля разных ионосферных источников связанные, то в момент синхронизации происходит срыв колебаний отстающего по фазе источника, что подтверждается экспериментально импульсными изменениями фазовых функций фильтрованных компонент поля геомагнитных пульсаций. Связанность колебаний разных источников в области генерации $Pi2$ можно трактовать как наличие тонкой структуры поля иррегулярных пульсаций и частичную когерентность вкладов этих источников в диапазоне периодов 120–150 с.

Установлено, что в течение стационарной фазы каждого из полупериодов $Pi2$ скорость перераспределения интенсивности локальных источников в каждой зоне холловских токов примерно одинакова, не зависимо от того, как направлены эти токи. Это свидетельствует о том, что носителями и втекающих, и вытекающих токов являются частицы одного и того же сорта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гульельми А.В., Троицкая В.А. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. М.: 208 с. 1973.
- Зайцев Д.Б., Новиков Ю.П., Тагиров В.Р., Черноус С.А. Диагностика пространственно-временных параметров авроральной ионосферы по оптическим и низкочастотным электромагнитным данным // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 34. № 5. С. 27–31. 1994.
- Мальцев Ю.П., Яхнин А.Г., Воробьев В.Г. и др. Физика околоземного космического пространства. Апатиты: КНЦ, 706 с. 2000.
- Пашин А.Б., Баумйохан В., Яхнин А.Г., Онгенорт Г., Пеллинен Р., Распов О.М. Структура пространственного распределения амплитудных и поляризованных характеристик геомагнитных пульсаций $Pi2$ в области активизации полярных сияний // Геомагнетизм и Аэрномия. Т. 21. № 6. С. 979–983. 1982.
- Петленко А.В. Некоторые аспекты анализа поля геомагнитных пульсаций // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 34. № 2. С. 131–133. 1994.
- Петленко А.В. Спектральные характеристики модельного представления данных наблюдений геомагнитных пульсаций // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 35. № 1. С. 72–79. 1995.
- Проксис Дж. Цифровая связь. М.: Радио и связь. 800 с. 2000.
- Пудовкин М.И., Распов О.М., Клейменова Н.Г. Возмущения электромагнитного поля Земли. Часть 2. Л.: 270 с. 1976.
- Распов О.М. Связь генерации геомагнитных пульсаций $Pi2$ с продольными токами в магнитосфере // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 30. № 3. С. 608–611. 1990.
- Распов О.М., Троицкая В.А. Развитие суббури в геомагнитных пульсациях — Высокоширотные геофизические явления. Л.: С. 232–247. 1974.
- Скляр Б. Цифровая связь. Теоретические основы и практическое применение. М.: Изд. дом “Вильямс”, 1104 с. 2003.
- Althouse E. L., Davis J. R. Five-station observations of Pc 1 micropulsation propagation // J. Geophys. Res. V. 83. № A1. P. 132–144. 1978.
- Baumjohann W. Ionospheric and field-aligned current systems in the auroral zone: A concise review // Adv. Space Res. V. 2. № 10. P. 55–62. 1983.
- Baumjohann W., Glassmeier K.H. The transient response mechanism and $Pi2$ pulsations at substorm onset: Review and outlook // Planet. Space Sci. V. 32. P. 1361–1370. 1984.
- Heilig B., Lühr H., Rother M. Comprehensive study of ULF upstream waves observed in the topside ionosphere by CHAMP and on ground. // Ann. Geophysicae. V. 25. № 3. P. 737–754. 2007.
- Kan J.R., Sun W., Akasofu S.I., Iijima T., Potemra T.A. A global model of substorm current system // Geoph. Res. Lett. V. 19. P. 969–972. 1992.
- Kivelson M.G., Southwood D.J. Ionospheric traveling vortex generation by solar wind buffering of the magnetosphere // J. Geophys. Res. V. 96. P. 1161–1167. 1991.
- Petlenko A.V., Tyasto M.I., Kannanen H., Tanskanen P., Iucci N., Villaresi G., Ptityna N.G. An application of the pulse superposition method to cosmic ray time variations // Proc. 21 Rome Cosmic Ray Conf. 1994. Rome: P. 621–625. 1996.
- Pilipenko V., Mazur N., Fedorov E., Uozumi T., Yumoto K. Excitation of Alfvén impulse by the anomalous resistance onset on the auroral field lines // Annales Geophysicae. V. 23. P. 1455–1465. 2005.

- Samson J.C., Harrold B.G.* Characteristic time constants and velocities of high-latitude $Pi2$'s // *J. Geophys. Res.* V. 90. № A12. P. 12173–12181. 1985.
- Uozumi T., Yumoto K., Kawano H., Yoshikawa A., Olson J.V., Solov'yev S.E., Veshinin E.F.* Characteristics of energy transfer of $Pi2$ magnetic pulsations: Latitudinal dependence // *Geophys. Res. Lett.* V. 27. P. 1619–1622. 2000.
- Uozumi T., Yumoto K., Kawano H., et al.* Propagation characteristics of $Pi2$ magnetic pulsations observed at ground high latitudes // *J. Geophys. Res.* V. 109. № A0. P. 8203–8207. 2004.
- Yumoto K.* Generation and propagation mechanisms of low-latitude magnetic pulsations – A review. // *J. of Geophysics* V. 60. P. 79–105. 1986.
- Takahashi K., Ohtani S., Yumoto K.* AMPTE CCE observations of $Pi2$ pulsations in the inner magnetosphere // *J. Geophys. Res.* V. 97. № 14. P. 1447–1450. 1992.
- Tokunaga T., Kohta H., Yoshikawa A., Uozumi T., Yumoto K.* Global features of $Pi2$ pulsation obtained by independent component analysis // *Geophys. Res. Lett.* V. 34. L14106. P. 1–3. 2007.
- Voronkov I., Rankin R., Samson J.C., Tikhonchuk V.T.* Shear flow instability in the dipolar magnetosphere. // *J. Geophys. Res.* V. 104. № A8. P. 17323–17334. 1999a.
- Voronkov I., Friedrich E., Samson J.C.* Dynamics of the substorm growth phase as observed using CANOPUS and SuperDARN instruments // *J. Geophys. Res.* V. 104. № A12. P. 28491–28505. 1999b.
- Webster D.J., Samson J.C., Rostoker G.* Eastward propagation of transient field-aligned currents and $Pi2$ pulsations at auroral latitudes // *J. Geophys. Res.* V. 94. № A4. P. 3619–3630. 1989.
- Zaitsev D.B., Rotwell P., Chernous S.A., Shlegel K., Pipenbrint R., Novikov Yu.P.* Possibilities of ionospheric electron density diagnostic by optical TV measurements // *Proc. of the 19th annual European meeting on Atmosphere Studies by Optical Methods.* Kiruna, Sweden. August 10–14. 1992. P. 440–445. 1992.