

Российская Академия Наук

ВЕСТНИК

Кольского научного центра РАН

2/2010



к 50-летию
Полярного геофизического института
Кольского научного центра РАН
- физика высоких широт

2/2010

издается с декабря 2009 года
ISBN 978-5-91137-108-1

Российская Академия Наук

ВЕЕСТНИК

Кольского научного центра РАН

Главный редактор - академик В.Т. Калинин
Заместители главного редактора
д.г.-м.н. В.П. Петров,
к.г.-м.н. В.А. Припачкин (руководитель редакции)

Редакционный совет
академик Г.Г. Матишов., академик Н.Н. Мельников,
академик Ф.П. Митрофанов, чл.-корр. В.К.Жиров,
чл.-корр. А.И. Николаев, д.г.-м.н. Ю.Л. Войтеховский,
д.т.н. Б.В. Ефимов, д.э.н. Ф.Д. Ларичкин,
д.т.н. В.А. Маслобоев, д.т.н. В.А. Путилов,
д.ф.-м.н. Е.Д. Терещенко,
к.г.-м.н. А.Н. Виноградов (ответственный секретарь)

184209, Мурманская область, г.Апатиты, ул.Ферсмана, д.14.
Кольский научный центр, редакция журнала "Вестник Кольского научного центра РАН"
Тел.(81555)79226. Факс (81555)76425



ФИЗИКА ВЫСОКИХ ШИРОТ

Э.В. Вашенюк, Ю.В. Балабин, Б.Б. Гвоздевский	Динамика солнечных космических лучей по измерениям на уровне земли.....	6
Т.А. Яхнина, А.Г. Яхнин	Взаимосвязь протонных сияний в субавроральной зоне с геомагнитными пульсациями в диапазоне Pc1.....	16
В.С. Мингалев, Г.И. Мингалева	Математические модели поведения D-, E- и F-слоев ионосферы, разработанные в Полярном геофизическом институте за 50 лет его существования.....	25
В.В. Пчелкин, М.И. Белоглазов, А.Н. Васильев, А. И. Воронин	Методические вопросы оценки добротности глобального резонатора Земля–ионосфера на основе Фурье -разложений. Определение свойств резонатора по всплескам Q-типа.....	36
И.А. Корнилов, Т.А. Корнилова	Генерация ОНЧ-эмиссий на предварительной фазе суббури и динамика сияний на северной кромке аврорального овала.....	43
Ю.В. Балабин, Е.А. Маурчев, Э.В. Вашенюк, Б.Б. Гвоздевский, Ю.В. Балабин, Э.В. Вашенюк, Б.Б. Гвоздевский, О.М. Лебедь, С.В. Пильгаев, Ю.В. Федоренко	Детальное исследование явления множественности на нейтронных мониторах.....	50
М.Е. Шкарбалюк, С.В. Пильгаев, А.В. Ларченко, О.М. Лебедь, Ю.В. Федоренко	ШАЛ и множественность на нейтронных мониторах.....	66
В.К. Ролдугин, А.А. Мочалов, А.Б. Пашин	Методика измерений фаз гармонических сигналов на сети геофизических станций.....	72
М.И. Белоглазов, В.В. Пчелкин, А.Н. Васильев, А. И. Воронин	Эмулятор ГЛОНАСС/GPS приемника для применения в качестве источника точного времени.....	76
В.Б. Белаховский, В.В. Сафаргалеев, О.А. Ягодкина	О суточной вариации интенсивности космических лучей.....	82
Б.Б. Гвоздевский, Ю.В. Балабин, Э.В. Вашенюк, А.В. Германенко, Л.И. Щур	Особенности генерации искусственных магнитных пульсаций в диапазоне Pc1 на арх. Шпицберген.....	87
	Всплески Q -типа как явление, отражающее свойства глобального резонатора: физические аспекты автоматизированного отбора.....	93
	Отклик утренних полярных сияний и поглощения космического радиоизлучения на отрицательный импульс SI.....	99
	Вариации естественного гамма-фона во время выпадения осадков, не связанные с загрязнением атмосферы радионуклидами	104
	Contents	110

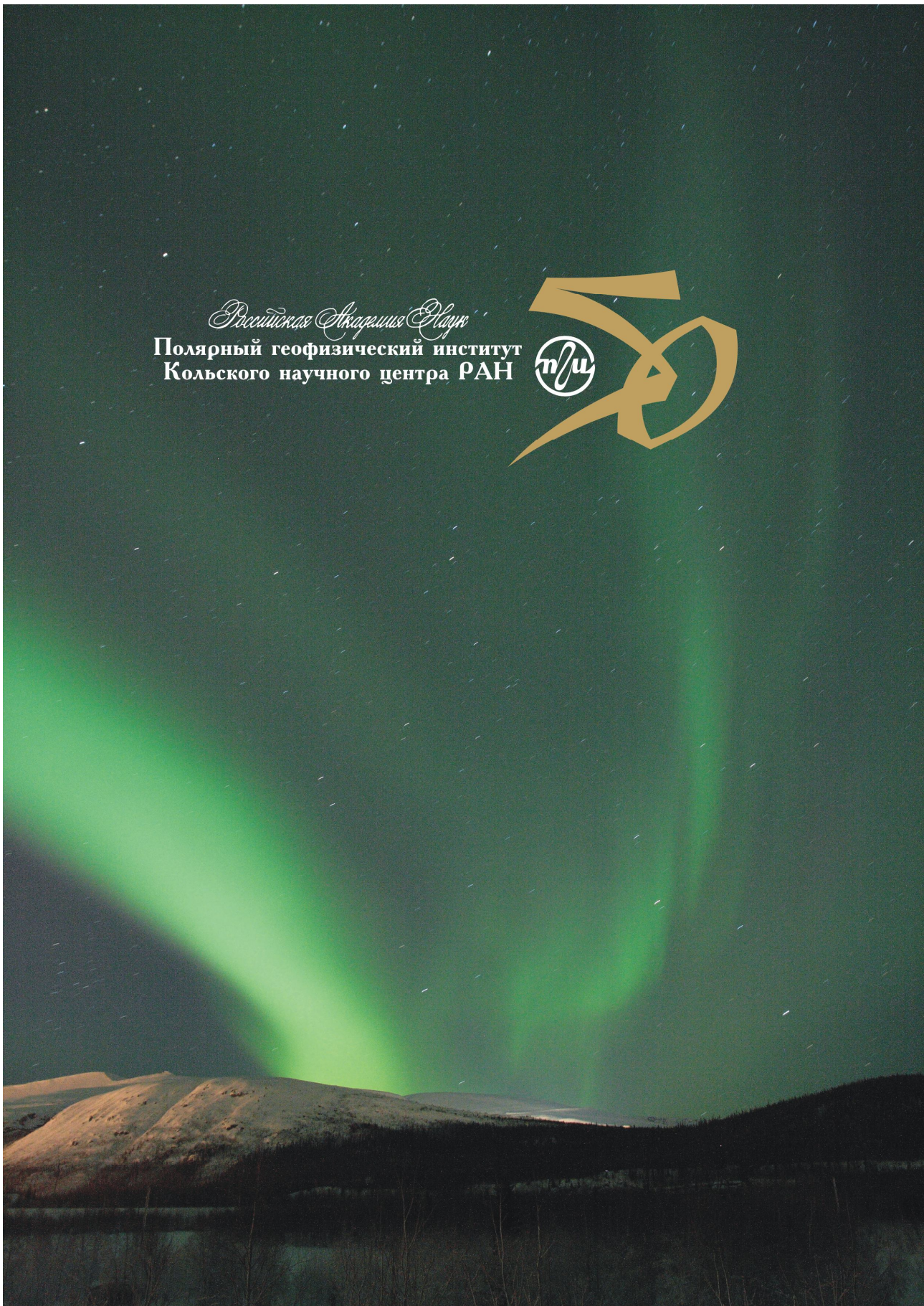
Редколлегия:

к.г.-м.н. Припачкин В.А., д.б.н. Белишева Н.К., к.т.н. Громов П.Б., д.ф.-м.н. Иванов В.Е., д.б.н. Кашулин Н.А., д.т.н. Козырев А.А., д.б.н. Макаревич П.Р., д.т.н. Олейник А.Г., д.и.н. Разумова И.А., к.г.-м.н. Рундквист Т.В., д.э.н. Селин В.С. к.т.н. Усов А.Ф. (ответственный секретарь редколлегии).

Редактор: Менделева А.С., информационная поддержка: Шабалин В.В., Мартынова Е.Т.
Зав. издательством, художественный редактор Строков М.С.
Верстка, фото Жиганов В.Ю.

© Учреждение Российской академии наук Кольский научный центр РАН, 2010

Российская Академия Наук
Полярный геофизический институт
Кольского научного центра РАН



К 50-ЛЕТИЮ ПОЛЯРНОГО ГЕОФИЗИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА КНЦ РАН

Полярный геофизический институт является одним из ведущих научных подразделений Российской академии наук, проводящих комплексные исследования в арктических широтах. Главная цель института состоит в проведении фундаментальных исследований и прикладных работ в области физики околоземного космического пространства, солнечно-земных связей, высокоширотной атмосферы и ионосферы. В составе института работают 163 человека, в том числе 69 научных сотрудников, среди них 6 докторов, 33 кандидатов наук. Квалифицированный кадровый потенциал позволяет институту решать на высоком научном уровне поставленные перед ним задачи.

Основными направлениями научной деятельности института являются:

- исследование актуальных проблем оптики полярных сияний и прецизионные оптические измерения в области высоких широт;
- исследование современных проблем радиофизики и акустики, в том числе фундаментальных основ радиофизических и акустических методов связи, локации и диагностики, изучение нелинейных волновых явлений;
- исследование современных проблем физики плазмы, включая физику астрофизической плазмы (солнечного ветра) и физику низкотемпературной (ионосферной) и плазмы;
- исследования современных проблем ядерной физики, включая астрофизические и космологические аспекты (физика космических лучей);
- исследование космического пространства, планет, Солнца и солнечно-земных связей.

В соответствии с целями и задачами в составе института сформировано 5 лабораторий и 5 секторов. Учитывая экспериментальную направленность исследований, институт создал и постоянно развивает целую сеть стационарных обсерваторий и полигонов, оснащенных современными аппаратными комплексами. Сегодня непрерывные радиофизические, магнито- и электрометрические, оптические и атмосферные наблюдения проводятся в обсерваториях «Ловозеро» и «Лопарская», полигонах «Туманный», «Верхнетуломский», стратосферном полигоне «Апатиты», станции космических лучей «Пирамида». В 2000 г. Полярный геофизический институт приступил к регулярным работам на арх. Шпицберген. К настоящему времени на архипелаге в районе поселка Баренцбург создана и функционирует самая северная российская геофизическая обсерватория, позволяющая получать уникальные экспериментальные данные в областях дневного каспа и полярной шапки.

Особое внимание в последние годы институт уделяет фундаментальным и прикладным исследованиям, наиболее актуальным в задачах распространения радиоволн и прогноза «космической погоды». В институте разработаны и созданы не имеющие аналогов в мире территориально распределенные аппаратные комплексы:

- глобальная меридиональная цепочка радиотомографических станций, позволяющих в реальном времени восстанавливать двумерное распределение электронной концентрации ионосферы на пространстве от арх. Шпицберген до г. Сочи;
- высокоширотный комплекс для измерения сверхнизкочастотных и ультранизкочастотных полей, включающий приемные пункты на Кольском п-ове (обсерватория «Ловозеро») и на арх. Шпицберген (обсерватория «Баренцбург»).

Институт является активным участником отечественных и международных экспериментов по воздействию на ионосферу коротковолновым радиоизлучением, получивших название «нагревных» экспериментов. Радиофизическая и оптическая аппаратура для измерения слабых сигналов, разработанная сотрудниками института, успешно зарекомендовала себя в целой серии экспериментов, проведенных на стендах в России, Норвегии, на арх. Шпицберген.

В институте развиваются методы математического моделирования физических процессов, протекающих на Солнце и в солнечном ветре, в различных областях магнитосферы Земли, в атмосферах и ионосферах Земли и планет. Разработанные модели были успешно применены в задачах интерпретации данных измерений, проведенных на космических аппаратах в атмосферах Марса и Титана, спутника Сатурна. В 2010 г. для дальнейшего развития данного направления

сформирован сектор «Теоретического моделирования», основу которого составила талантливая молодежь.

Пионерские работы по морфологии и физике полярных сияний, исследованию импульсных воздействий солнечного ветра на магнитосферу Земли, возбуждению альвеновского резонанса в высоких широтах, развитию неустойчивостей в магнитосферной и ионосферной плазме были выполнены сотрудниками Полярного геофизического института.

Значительная часть научных исследований, проводимых в институте, выполняется за счет финансирования в рамках Федеральных целевых программ, программ Президиума и Отделений РАН, грантов Российского фонда фундаментальных исследований и международных грантов.

В институте действует система подготовки научных кадров, работает аспирантура по специальностям физика атмосферы и гидросферы, радиофизика, механика жидкости, газа и плазмы, физика Солнца. На базе института создана научно-учебная кафедра «Экспериментальной физики», на которой студенты Кольского филиала Петрозаводского государственного университета проходят на старших курсах обучение по специальности «радиофизика и электроника». Лекции и практические занятия проводят ведущие специалисты института.

Сотрудники института активно участвуют в отечественных и международных конференциях и симпозиумах, многие выступают с приглашенными докладами. С 1987 года в г. Апатиты институтом регулярно проводится всероссийская конференция «Физика авроральных явлений», в которой принимает участие широкий круг как российских, так и зарубежных ученых.

Институт имеет прочные связи и проводит совместные исследования с научными учреждениями Российской академии наук и ВУЗами страны – ИКФИА СО РАН (г. Якутск), ИСЗФ СО РАН (г. Иркутск), ИЗМИРАН (г. Москва), ИКИ РАН (г. Москва), ИФА РАН (г. Москва), ИПФАН (г. Нижний Новгород), МГУ, СПбГУ и др.

С момента своего образования институт органически интегрировался в мировое научное сообщество, став активным и востребованным участником международных проектов по исследованию магнитосферно-ионосферных процессов и работая в тесной кооперации с университетами, научными учреждениями и центрами Финляндии, Норвегии, Швеции, Франции, Словакии, Болгарии, США, Канады.

В настоящем сборнике «Вестника КНЦ» вниманию читателя предлагаются несколько научных статей, написанных сотрудниками ПГИ, из которых он сможет получить представление о научных исследованиях, проводимых в настоящее время в институте.

УДК 537.591.5

ДИНАМИКА СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ НА УРОВНЕ ЗЕМЛИ

Э.В. Вашенюк, Ю.В. Балабин, Б.Б. Гвоздевский
Полярный геофизический институт КНЦ РАН

Аннотация

Создана новая методика решения обратной задачи – восстановления спектра потока первичных солнечных космических лучей (СКЛ) по данным наземной сети нейтронных мониторов. Применяются современные модели магнитосферы, устранены ошибки, связанные с точным вычислением геомагнитных порогов. С помощью этой методики исследованы более 3 десятков событий СКЛ. В большинстве событий обнаружены две компоненты, различающиеся формой спектра и условиями распространения. Рассмотрены возможные механизмы их генерации.

Ключевые слова:

нейтронный монитор (НМ), спектр солнечных космических лучей, наземное возращание, релятивистские протоны, модели магнитосферы.



Введение

В статье рассматриваются особенности поведения спектров и других характеристик релятивистских солнечных протонов (РСП) на основе анализа данных мировой сети нейтронных мониторов в 35 крупных событиях СКЛ на уровне земли наблюдавшихся в период с 1956 по 2006 гг. Релятивистские СКЛ наблюдаются в довольно редких событиях, получивших название Ground Level Enhancements (GLE). С момента первого такого события 28.02.1942 г. (GLE №1) до последнего зарегистрированного GLE №70 (13.12.2006 г.) прошло 64 года. Наземные измерения остаются до настоящего времени основным и пожалуй единственным надежным источником данных о релятивистских СКЛ. Распределенная по земному шару сеть нейтронных мониторов (НМ) может рассматриваться как единый многонаправленный спектрометр для измерения характеристик потока релятивистских солнечных космических лучей (СКЛ) за пределами магнитосферы Земли. Целью настоящей работы явилось получение параметров потока релятивистских солнечных протонов (РСП) в межпланетном пространстве и исследование их динамики практически во всех крупных событиях, наблюдавшихся наземной сетью нейтронных мониторов. Методика анализа, использованная в работе, требует данных не менее чем 25-30 станций НМ и достаточного по величине наземного возрастания ($\geq 10\%$). Поэтому нами исследовались только довольно крупные события. Характеристики РСП: энергетический спектр, анизотропия и питч-угловое распределение определялись методами оптимизации при сравнении модельных откликов нейтронных мониторов с наблюдаемыми [1, 2]. Параметры потока РСП, определенные в последовательные моменты времени, позволяют проследить его динамику. Методы анализа включали в себя определение асимптотических направлений прихода РСП путем расчета траекторий этих частиц в современных моделях геомагнитного поля.

Определение характеристик релятивистских солнечных протонов из данных НМ

Нейтронный монитор, как основной прибор в исследовании релятивистских СКЛ

Коэффициенты связи для нейтронного монитора, определяющие связь потока первичных космических лучей, падающих на границу атмосферы над прибором с его откликом, выраженным в скорости счета прибора, **определялись все то время, пока существуют НМ.**

В качестве коэффициентов связи мы использовали в нашей работе т.н. удельную функцию сбора нейтронного монитора [3], которая покрывает с приемлемой точностью диапазон жесткостей от 1 ГВ – атмосферная жесткость обрезания до 20 ГВ – оценка верхней границы жесткости солнечных космических лучей [4].

Данные нейтронных мониторов исправляются на барометрический эффект методом двух длин поглощения: $\lambda_g=140 \text{ г/см}^2$ для нейтронов, образованных галактическими и $\lambda_r=100 \text{ г/см}^2$ солнечными космическими лучами [5]. Длинной поглощения λ (величина обратная барометрическому коэффициенту $\lambda = 1/\beta$) называется пробег в атмосфере, на котором поток частиц уменьшается в e раз.

В силу особенностей метода регистрации вторичных нейтронов КЛ, нейтронный монитор имеет специфическую диаграмму направленности (рис. 1). При увеличении зенитного угла вместе с ослаблением потока частиц из-за поглощения, растет телесный угол приема прибора. Максимум диаграммы направленности достигается для ГКЛ при $\theta=20^\circ$, а для СКЛ - 18° . На рис. 1, а пунктиром показана медиана угловой диаграммы направленности по зенитному углу для СКЛ. Как видно из рис. 1а, основной вклад в счет нейтронного монитора дают частицы, приходящие под зенитными углами от 5° до 45° . Для корректного учета вклада в счет нейтронного монитора наклонно падающих частиц угловая диаграмма НМ (рис. 1, б) была разделена на 8 равных секторов. Светлыми кружками отмечены центры распределения направлений падающих на нейтронный монитор частиц в пределах данного сектора. Эти точки соответствуют медиане распределения по вертикальному углу (пунктир на рис. 1, а) и середине угловой ширины сектора.

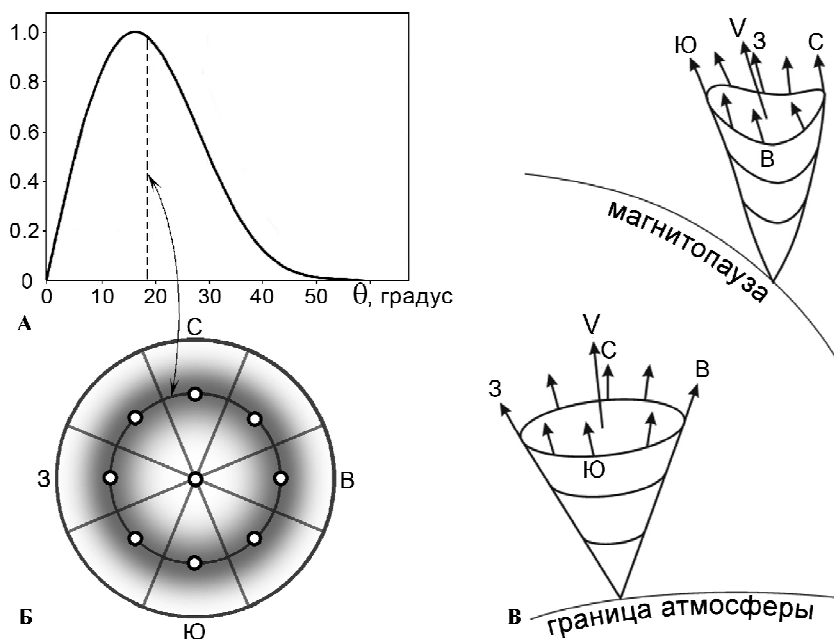


Рис. 1. Диаграмма направленности нейтронного монитора, а- в зависимости от зенитного угла, пунктир-медиана распределения; б-полная угловая диаграмма направленности, точками обозначены направления выпуска пробных частиц при расчете асимптотических направлений: в- схема выпуска пробных частиц на границе атмосферы над станцией НМ и асимптотических направлений на магнитопаузе

Расчет асимптотических направлений прихода проводился с использованием магнитосферной модели Цыганенко 2002 [6] и шагом по жесткости 0.001 ГВ путем интегрирования уравнения движения пробной частицы с отрицательным зарядом и массой протона. Частицы выпускались вверх с высоты 20 км над данной станцией (20 км – средняя высота образования вторичных нейтронов, которые дают вклад в счет нейтронного монитора). Интегрирование уравнений движения проводилось методом Рунге-Кутты порядка 4-5.

При расчете асимптотических конусов приема НМ вычислялись асимптотические направления для пробных частиц, выпущенных вверх из направлений, обозначенных светлыми кружками на рис. 1, б. Схема стартующих на границе атмосферы пробных частиц и достигших магнитопаузы (граница магнитосферы) показана на рис. 1, в. В дальнейшем, всем частицам, падающим на НМ из направлений внутри данного сектора, приписывалось одно асимптотическое направление, рассчитанное для частицы, стартующей из центральной точки сектора.

Методика Определения характеристик релятивистских солнечных протонов

С помощью методов математического моделирования, включающих оптимизацию, параметры РСП могут быть получены из данных сети станций нейтронных мониторов [7, 2]. Измерения не менее, чем на 25-30 станциях нейтронных мониторов необходимы для такого анализа. Процесс определения параметров первичных РСП состоит из нескольких этапов:

- определение асимптотических конусов приема для исследуемых станций нейтронных мониторов с помощью расчетов траекторий частиц различных жесткостей;
- вычисление откликов нейтронных мониторов на анизотропный поток солнечных протонов с заданными параметрами;
- определение методом наименьших квадратов (оптимизация) параметров потока релятивистских протонов за пределами магнитосферы Земли путем сравнения рассчитанных откликов нейтронных мониторов с наблюдениями.

С учетом рассчитанных асимптотических направлений для 8 секторов угловой диаграммы (рис. 1а, б) рассчитывалась функция отклика нейтронного монитора. Выражение для функции отклика НМ на анизотропный поток солнечных протонов имеет вид:

$$\left(\frac{\Delta N}{N_g} \right)_j = \frac{1}{8} \frac{\sum_{(\varphi, \theta)=1}^8 \sum_{R_{\min}}^{R_{\max}} J_{\parallel}(R) F(\theta(R)) S(R) A_{(\varphi, \theta)}(R) \Delta R}{N_g} \quad (1)$$

где $(\Delta N/N_g)_j$ – относительное возрастание скорости счета на НМ станции с номером j ;

N_g – фон ГКЛ перед началом возрастания;

$J_{\parallel}(R) = J_0 R^{-\gamma^*}$ – дифференциальный спектр по жесткости из направления источника с переменным наклоном; $\gamma^* = \gamma + \Delta\gamma \cdot (R-1)$, где γ – показатель степенного спектра при $R = 1$ GV, $\Delta\gamma$ скорость приращения γ на 1 GV, J_0 ($\text{м}^{-2} \text{с}^{-1} \text{стер}^{-1} \text{ГВ}^{-1}$) константа нормализации.

Такая форма представления позволяет описать спектр произвольной формы с помощью 3-х параметров: γ , $\Delta\gamma$, и J_0 . Другие параметры в (1): $S(R)$ – удельная функция сбора [3]; $\theta(R)$ – питч-угол при данной жесткости (точнее, угол между асимптотическим направлением для данной жесткости и расчетной осью анизотропии, задаваемой координатами Φ and Λ , в солнечно-эллиптической системе координат GSE); величина $A(R) = 1$ для разрешенных и 0 для запрещенных траекторий; $F(\theta(R)) \sim \exp(-\theta^2/C)$ питч-угловое распределение РСП с характеристическим параметром C . Первая сумма в (1) учитывает вклад в отклик НМ всех 8 секторов, на которые разделен телесный угол приема прибора (рис.1). Вторая сумма производит сложение всех частей отклика НМ по всем жесткостям в пределах от 1 до 20 ГВ с шагом $\Delta R=0.001$ ГВ. Последовательно производится расчет откликов НМ (1) при различных значениях параметров анизотропного потока солнечных протонов за пределами магнитосферы Земли (Φ , Λ , J_0 , γ , $\Delta\gamma$, C). Затем значения этих параметров в каждый данный момент времени определяются методами оптимизации путем сравнения расчетных откликов наземных детекторов с наблюдаемыми. С этой целью решается система условных уравнений для отыскания минимума функции:

$$F = \sum_j \left[\left(\frac{\Delta N}{N} \right)_j^{\text{вычисл}} - \left(\frac{\Delta N}{N} \right)_j^{\text{набл}} \right]^2 \Rightarrow \min \quad (2)$$

где верхние индексы соответствуют вычисленным по (1) и полученным из наблюдений откликам j -го нейтронного монитора. Это характерный пример из класса обратных задач, рассматриваемых теорией оптимизации. При решении (2) применялись средства математического пакета Mathcad 12. На основании результатов анализа многих событий нами был принят критерий истинности решения системы уравнений (2):

$$\eta = \sqrt{F} / \sum_i J_i \leq 0.1, \text{ где} \quad (3)$$

F – полученная из решения (2) минимальная величина суммарной квадратичной остаточной ошибки, в знаменателе (3) сумма возрастаний J_i по всем станциям НМ в данный момент времени. На практике, величина η часто оказывается значительно меньшей 0.1.

Характеристики РСП не всегда могут быть описаны в рамках модели с потоком частиц из одного заданного направления. Поэтому мы используем три модели потока частиц: а) однонаправленный поток вдоль оси анизотропии, б) двунаправленный поток из противоположных направлений с независимыми

наборами параметров (J_0 , γ , $\Delta\gamma$, C) и третьей модель: в) с полностью независимыми параметрами и направлениями прихода частиц. Соответственно, число параметров во второй модели увеличивается до 10, а в третьей, до 12. При поиске минимума функции (2) модели потока частиц а, б, в используются в следующем порядке: если при использовании однонаправленной модели (а) оптимизационный процесс не сходится, используется вторая модель (б) с противоположно направленными потоками. Если же и в этом случае наблюдается большая остаточная ошибка, применяется третья модель (в), с полностью независимыми потоками. С целью проверки точности рассматриваемой методики мы применяли третью модель (в) для событий, заведомо описываемых однонаправленной моделью (а). Окончательное решение незначительно отличалось от расчета по однонаправленной модели.

Наблюдаемое питч-угловое распределение также не всегда может быть описано функцией, близкой к функции Гаусса. Не всегда удается его описать и комбинацией двух таких потоков из противоположных направлений, что наблюдается в случаях т.н. двунаправленной анизотропии. В данной работе мы использовали выражение для питч-углового распределения сложной формы, которое позволяет добиться хорошей сходимости процесса оптимизации:

$$F(\theta(R)) \sim \exp(-\theta^2 / C)(1 - a \exp(-(\theta - \pi / 2)^2) / b) \quad (4)$$

Такая функция имеет особенность при значениях питч-угла, близких к $\pi/2$ и, в принципе, может учитывать особенности в питч-угловых распределениях, предсказываемые теорией распространения частиц в ММП (например, [8, 9]). По своим свойствам выражение (3) близко к функции, применявшейся в работе [2] для описания сложных случаев питч-углового распределения. При использовании функции (4) к шести вышеперечисленным параметрам потока РСП добавляется еще два параметра: a и b . При нулевом значении этих параметров выражение (4) переходит в обычную функцию Гаусса.

Примеры анализа событий с РСП

В качестве наглядного примера рассмотрим анализ события 2.11.2003 г. (GLE №67).

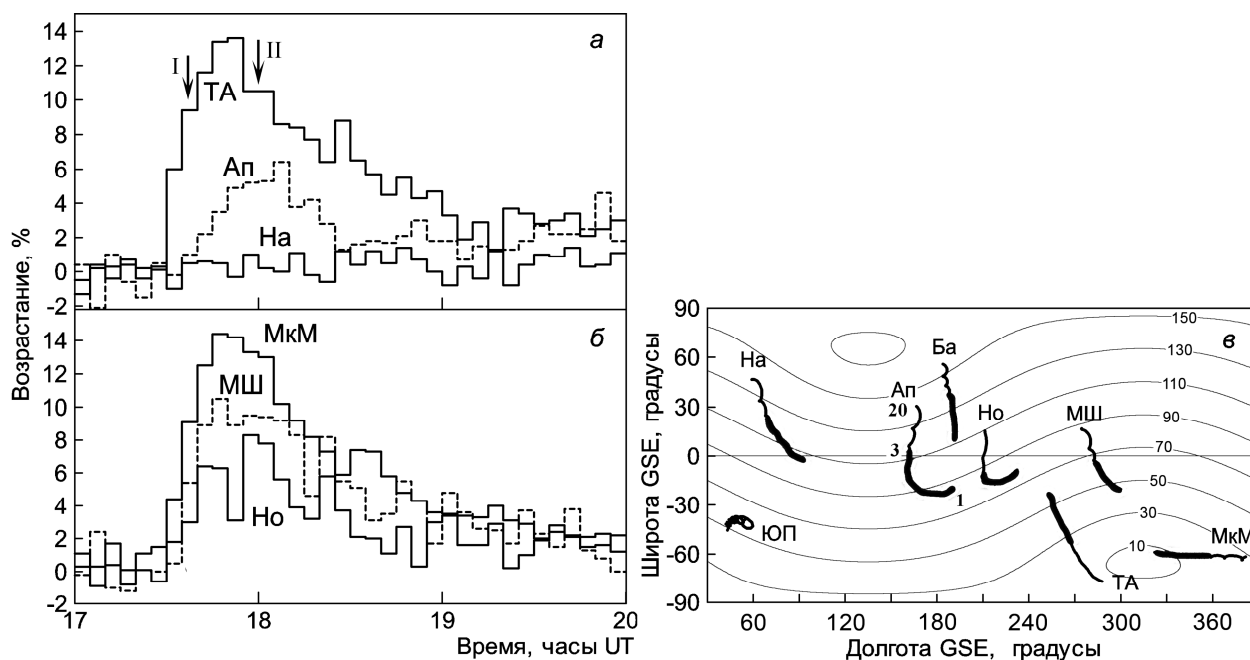


Рис. 2. Профили наземного возрастания в событии 2.11.2003 г. на станциях НМ:

а – Терре Адели (ТА), Апатиты (Ап), Наин (На); б – Мак-Мердо (МкМ), м. Шмидта (М.Ш.), Норильск (Но), в – асимптотические конусы приема для вертикально падающих частиц для соответствующих станций, рис. 2а,б. Жирными отрезками линий показаны участки конусов 1-3 ГВ, дающие максимальный вклад в отклик НМ

Событие 2.11.2003 г. было связано со вспышкой балла 2В/Х8.3, гелиокоординаты S18 W59, начало радиоизлучения II типа 17.14 UT. Событие имело сравнительно небольшую амплитуду и заметную анизотропию. На рис. 2а и б показаны профили возрастания на ряде станций НМ. Максимальное возрастание наблюдалось на южнополярных станциях Мак-Мердо и Терре Адели (~ 14%), средняя величина возрастания (6-11%) – на станциях Апатиты, м. Шмидта, и Норильск. Ст. Наин (Канада) не

показала возрастания вообще. В табл. 1 приведены параметры потока РСП, рассчитанные с помощью описанной выше методики по данным 36 станций НМ для двух моментов времени, отмеченных стрелками на рис. 2а, и соответствующих фазе роста (I) и началу спада (II). В последнем столбце таблицы приведена величина параметра η истинности найденного решения обратной задачи (2).

Таблица 1

Параметры потока РСП в событии 2.11.2003 г. для жесткостной шкалы

Время	$-\gamma$	$\Delta\gamma$	C	Φ	Λ	J_0	a	b	η
17:40	2.93	0.29	2.12	-65	-35	$1.2 \cdot 10^3$	-	-	0.067
18:00	7.37	0	1.47	-66	-128	$3.8 \cdot 10^5$	-2.31	0.51	0.062

На рис. 2 в показана карта рассчитанных с помощью модели [6] асимптотических конусов приема ряда станций для 18:00 UT, времени, близкого к максимуму наземного возрастания. Асимптотические конусы (АК) на рис. 2в рассчитаны для вертикально падающих на НМ частиц в диапазоне жесткостей от 1 до 20 ГВ. Жирными участками линий отмечены участки АК, от 1 до 3 ГВ, дающие максимальный вклад в отклик НМ. Для примера на рис. 2в цифрами обозначены характерные жесткости в ГВ для АК ст. Апатиты. На рис. 2, в также проведены линии равных питч-углов относительно рассчитанной оси анизотропии (Φ , Λ , табл. 1).

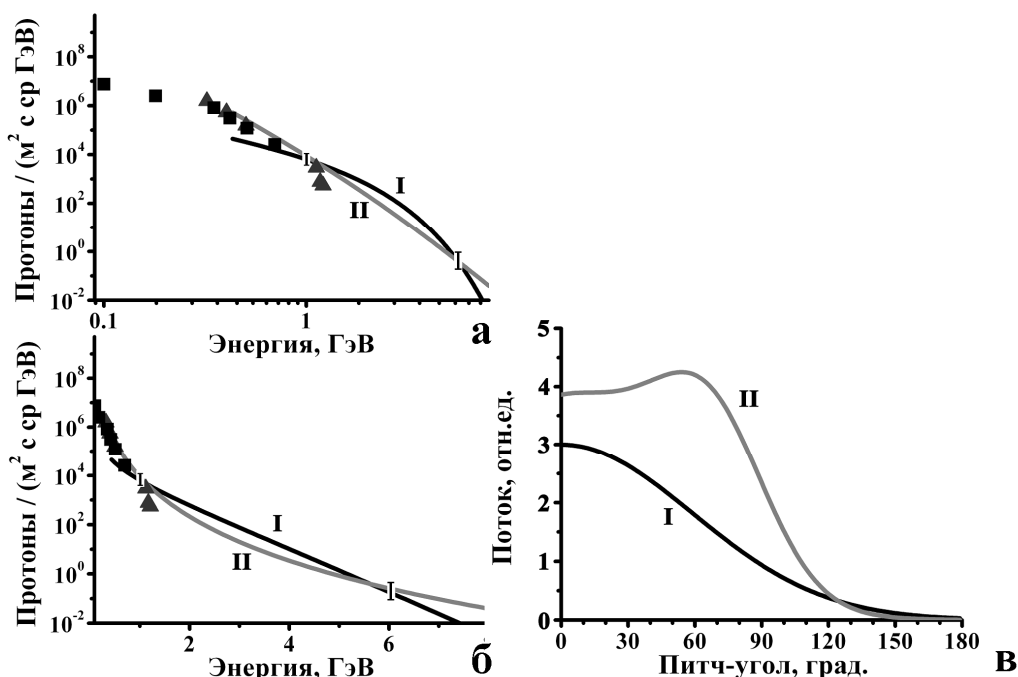


Рис. 3. Энергетические спектры РСП, полученные в моменты времени I и II (рис. 3 а) в двойном логарифмическом (а) и полулогарифмическом масштабе (б), в – питч-угловые распределения РСП в моменты времени I и II

Из рис. 2в видно, что асимптотические конусы (АК) станций Мак-Мердо и Терре-Адели, показавших наибольшее возрастание, повернуты близко к оси анизотропии. Станции Апатиты, м. Шмидта, Норильск принимали радиацию прямого потока с большими питч-углами и зарегистрировали умеренное возрастание (7-11%). Станции Наин и Баренцбург принимали радиацию с питч-углами $\geq 110^\circ$, чем объясняется отсутствие возрастания на ст. Наин и его минимальная величина на ст. Баренцбург. На рис. 3в показаны питч-угловые распределения РСП для жесткости 1 ГВ на фазе роста (I) и сразу после максимума возрастания (II). В начале события питч-угловое распределение описывается функцией Гаусса с максимумом при нулевом питч-угле. В период после максимума возрастания наблюдается избыток частиц с питч-углами $\geq 60^\circ$. Событие 2.11.2003 г. произошло на фазе восстановления форбуш-эффекта и наличие характерных для захваченных частиц питч-углов $\sim 90^\circ$ может быть связано с вероятной структурой ММП в виде петли, основания которой имеют начало на Солнце. На рис. 3а, б показаны энергетические спектры релятивистских солнечных протонов (РСП), полученные методом решения обратной задачи на фазе роста

(I) и спада (II) возрастания (рис. 2). Спектры показаны в двух масштабах: двойном и полулогарифмическом. Отдельными точками представлены данные прямых измерений солнечных протонов на КА GOES-10 в максимуме возрастания протонов соответствующих энергий, а также на шаре-зонде в Апатитах. Спектр I имеет близкую к экспоненциальной зависимость от энергии: прямая линия в полулогарифмическом масштабе. Спектр II имеет степенную зависимость от энергии: прямая линия в двойном логарифмическом масштабе. Видно, что данные прямых измерений солнечных протонов в области энергий до 200 МэВ хорошо согласуются со спектром II. Как было показано в наших прежних работах [10] такие особенности в спектрах I и II объясняются тем, что они принадлежат к разным популяциям частиц РСП: быстрой компоненте (БК) и запаздывающей, медленной компоненте (МК). БК наблюдается в начале события. Ее характерными особенностями являются короткая продолжительность, сильная анизотропия и экспоненциальный энергетический спектр. Медленная компонента имеет плавный и продолжительный временной профиль, умеренную или слабую анизотропию и степенной энергетический спектр. Наличие двух компонент БК и МК не проявляется во временных профилях наземного возрастания для события GLE №67. Однако, в некоторых случаях приход БК отделен во времени от МК. Характерным примером является событие 22.10.1989 г. (GLE №44).

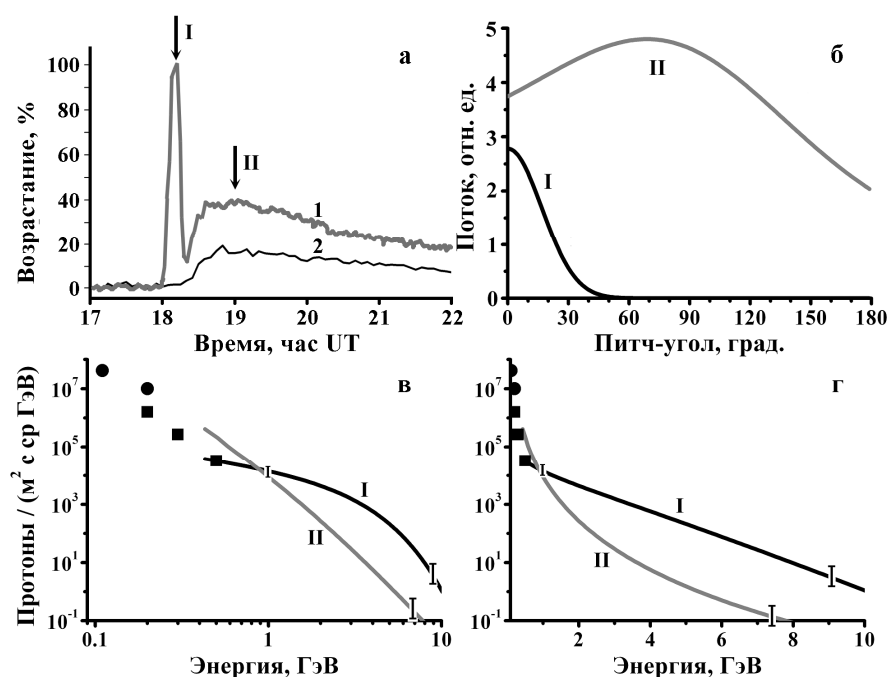


Рис. 5. а – характерные профили наземного возрастания в событии 22.10.1989 г. на станциях НМ Ю. Полюс(1) и Апатиты (2); б – питч-угловые распределения РСП в моменты времени I и II, рис. 5 а; в – энергетические спектры РСП в моменты времени I и II в двойном логарифмическом и полулогарифмическом (г) масштабах, соответственно. Точками показаны данные прямых измерений солнечных протонов, соответственно, на КА GOES-7 – кружки и на шарах- зондах в Апатитах – квадраты

Событие 22.10.1989 г. было связано со вспышкой балла 1N/X3.9, гелиокоординаты S25 E09, начало радиоизлучения II типа, 17.45 UT. Оно также произошло на фазе восстановления форбуш-эффекта, вызванного предыдущей вспышкой 19.10.1989 г. в той же активной области на Солнце [2]. На рис. 4а показаны профили наземного возрастания на станциях Ю.Полус и Апатиты, Ст. Ю.Полус зарегистрировала кратковременный пик БК, за которым следовало плавное возрастание МК. Как показывает наш анализ, расчетный асимптотический конус ст. Ю. Полус был направлен вдоль оси анизотропии, а конус ст. Апатиты диаметрально противоположно. Таким образом, импульсообразное возрастание, зарегистрированное ст. Ю.Полус было сильно анизотропным. В отличие от него, второе, медленное возрастание было близко к изотропному, т.к. наблюдалось почти одновременно на станциях, смотрящих вдоль оси анизотропии и в обратном направлении. В таблице 2 приведены параметры потока РСП, определенные по данным 35 станций НМ при решении обратной задачи: направление оси анизотропии, параметры спектра и питч-углового распределения.

Параметры потока РСП в событии 22.10.1989 г. для жесткостной шкалы

Время	$-\gamma$	$\Delta\gamma$	C	Φ	Λ	J_0	a	b	η
18:10	1.33	0.30	0.17	-38	16	$2.7 \cdot 10^4$	-	-	0.047
19:00	6.90	0	15.9	7	78	$3.0 \cdot 10^5$	-0.80	2.10	0.053

В момент регистрации начального пика (БК) спектр имеет экспоненциальную зависимость от энергии (рис. 4г). Во время второго возрастания (МК) спектр становится степенным и в области умеренных энергий показывает хорошее согласие с данными прямых измерений солнечных протонов на КА GOES-7 и в стратосфере в Апатитах (рис. 4в, г). Полет шара-зонда проходил спустя 2 часа после максимума интенсивности протонов с энергией ~ 100 МэВ (данные КА GOES-7), с чем могут быть связаны более низкие значения интенсивности, измеренной в стратосфере. Поток БК был сильно коллимированным, что непосредственно видно из расчетного питч-углового распределения на рис. 4б. Питч-угловое распределение во время второго максимума (МК) включает в себя питч-углы от 0° до 180° и имеется также избыток частиц с питч-углами $\sim 90^\circ$. Это может быть свидетельством квазизахваченной компоненты в петлеобразной структуре ММП, возможно существовавшей во время события GLE №44, происшедшего на фазе восстановления форбуш-эффекта [2]).

Характеристики энергетических спектров быстрой и медленной компонент РСП

Нами было проанализировано по описанной выше методике 35 крупных события РСП за период с 1956 по 2006 гг. В каждом из них, за редким исключением, мы видим присутствие двух компонент РСП: быстрой, с экспоненциальным энергетическим спектром, и медленной, со степенным. Следует отметить, что при определении параметров спектров, к тому же в жесткостной шкале, форма спектра явным образом не задавалась (см. соотношение (1) и комментарии к нему). Уже затем, форма спектров, полученных при решении обратной задачи, определялась по лучшему согласию с одним из двух представлений: экспоненциальным или степенным. В таблице приведены параметры спектров для каждого из событий. Для спектра БК это параметры J_0 и E_0 экспоненциального спектра:

$$J(E) = J_0 \exp(E/E_0). \quad (4)$$

Для спектра МК – параметры J_1 и γ степенного спектра (5):

$$J(E) = J_1 E^{-\gamma}. \quad (5)$$

J_0 и J_1 имеют размерность $\text{м}^{-2} \text{с}^{-1} \text{стер}^{-1} \text{ГэВ}^{-1}$, E и E_0 – ГэВ. В последовательных столбцах таблицы представлена информация о номере события GLE, солнечной вспышке: дата, время начала радиоизлучения II типа (предполагаемое время ускорения), балл вспышки в оптическом и рентгеновском излучениях, гелиокоординаты. В последних 4-х столбцах приводятся параметры спектров РСП для БК и МК.

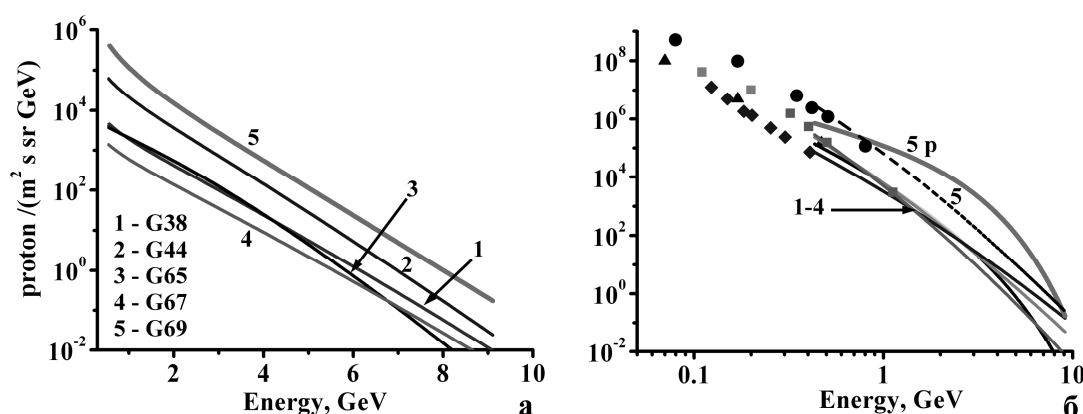


Рис. 5. Семейства спектров БК и МК в ряде событий:

а – спектры БК; б – МК, точками показаны данные прямых измерений на КА и шарах-зондах (б для сравнения со спектрами МК приведен спектр БК в суперсобытии GLE 69 (5p))

На рис. 5 показаны семейства спектров БК (а) и МК (б) в ряде событий. Здесь же точками показаны данные прямых измерений солнечных протонов в смежном энергетическом интервале 50 – 700 МэВ, полученных по данным КА серии GOES и стратосферных измерений. Интенсивности солнечных протонов взяты для моментов максимумов возрастаний в соответствующих энергиях. Это т.н. спектр максимальных потоков (СМП). Естественно, что время наступления максимума отличается для разных энергий, однако полученный таким образом СМП близок к спектру генерации на Солнце, если время инжекции частиц не очень велико и распространение в ММП происходит диффузионным путем. Хорошее совпадение СМП солнечных протонов умеренных энергий со спектром релятивистских протонов для МК может свидетельствовать об общем источнике этих частиц на Солнце, и, стало быть, об общем механизме ускорения. Для БК спектр РСП у нижнего энергетического предела (430 МэВ) лежит значительно ниже, чем СМП в смежной области энергий. Это может быть связано с особенностями механизма ускорения для БК (см. ниже). На рис. 5 специально отмечены спектры для суперсобытия 20.01.2005 г. (GLE №69): а - для БК и б - для МК. На рис. 5б, представляющем спектры МК в разных событиях, для сравнения приведен спектр БК в GLE 69. Видно его превышение над всеми спектрами МК, включая событие №69, в области энергий от 1 до 8 ГэВ. Однако при энергиях > 1 ГэВ интенсивность частиц БК значительно меньше, чем у МК, включая данные прямых измерений. В связи с этим следует отметить, что, несмотря на гигантскую величину возрастания на нейтронных мониторах, событие 20.01.2005 г. было весьма ординарным в области умеренных энергий СКЛ. Причиной этого является то, что произведение экспоненциального спектра на атмосферную функцию связи НМ имеет выраженный максимум в области жесткостей от 1.5 до 4 ГВ. В то же время, атмосферная функция связи НМ имеет минимальные значения при жесткостях меньших 1.5 ГВ [11].

При рассмотрении табл. 3 обращает на себя внимание относительная стабильность параметров спектров быстрой и медленной компонент. На рис. 6а показано распределение величины характерной энергии E_0 экспоненциального спектра БК, а на рис. 6б распределение величины γ степенного спектра МК. Полученные из этих распределений средние величины равны: $\langle E_0 \rangle = 0.52 \pm 0.15$ ГэВ, $\langle \gamma \rangle = 4.85 \pm 0.25$.

В ряде наших прежних работ [10, 12] делались попытки физической интерпретации для быстрой и медленной компонент РСП и их источников на Солнце. Было показано, что вероятным механизмом генерации БК может быть ускорение электрическим полем, возникающем при пересоединении в корональных токовых слоях [10, 11]. В результате моделирования получался спектр солнечных протонов с экспоненциальной зависимостью от энергии. В первых трех перечисленных работах использовалась упрощенная модель электрического и магнитного полей в пересоединяющемся токовом слое. В работе же [13] проведено моделирование спектра протонов в реалистичной конфигурации магнитных и электрических полей в области пересоединяющегося токового слоя, рассчитанных для вспышки «день Бастилии» 14.07.2000 г. При этом характерная энергия E_0 экспоненциального спектра солнечных протонов оказалась равной 0.51 ГэВ, т.е. такой же, как и в спектре, полученном из экспериментальных данных (таблица 3), а также равной средней величине E_0 для большинства событий.

Методом расчета траекторий в конфигурации магнитных и электрических полей [13] получен спектр протонов, ускоренных этим электрическим полем, и имеющий экспоненциальную форму.

В качестве наиболее вероятного источника медленной компоненты предполагается стохастический механизм ускорения плазменной турбулентностью в возмущенной плазме вспышечного или коронального выброса. Другим возможным механизмом генерации является ускорение на ударной волне в солнечной короне. Аргументом против механизма ускорения частиц СКЛ на ударной волне до релятивистских энергий является то, что указанный механизм ускорения дает степенной спектр с показателем ~ 2.5 , в то время как полученный из экспериментальных данных спектр МК имеет средний показатель $\gamma \sim 5$. Такой же показатель получается при моделировании спектра МК с помощью модели стохастического ускорения плазменной турбулентностью, см. также [12].

Параметры спектров релятивистских солнечных протонов

№ п/п	№ события GLE	Дата	Начало радиоизл. II типа	Балл вспышки	Гелиокоординаты	Параметры спектров РСП			
						БК		МК	
						J_0	E_0	J_1	γ
1	05	23.02.1956	03.36*	3	N23 W80	$7.4 \cdot 10^5$	1.37	$5.5 \cdot 10^5$	4.6
2	08	04.05.1960	10.17	3+	N13 W90	$2.7 \cdot 10^5$	0.65	$1.6 \cdot 10^5$	4.2
3	10	12.11.1960	13.26	3+	N27 W04	-	-	$7.5 \cdot 10^5$	4.1
4	11	15.11.1960	02.22	3	N25 W35	-	-	$1.0 \cdot 10^5$	5.3
5	13	18.07.1961	09.47	3+	S07 W59	$5.2 \cdot 10^3$	0.52	$3.6 \cdot 10^3$	6.0
6	16	28.01.1967	07.55	-	N22 W154	$1.4 \cdot 10^4$	0.58	$6.7 \cdot 10^3$	4.7
7	19	18.11.1968	10.26	1B	N21 W87	$1.2 \cdot 10^4$	0.58	$2.6 \cdot 10^3$	5.5
8	20	25.02.1969	09.04**	2B/	N13 W37	$7.7 \cdot 10^4$	0.38	$4.7 \cdot 10^3$	5.0
9	22	24.01.1971	23.16	3B	N19 W49	$3.4 \cdot 10^4$	0.45	$8.7 \cdot 10^3$	5.8
10	23	01.09.1971	19.34	-	S11 W120	-	-	$4.7 \cdot 10^3$	5.4
11	25	07.08.1972	15.19	3B	N14 W37	$6.6 \cdot 10^2$	1.23	$4.3 \cdot 10^2$	5.0
12	29	24.09.1977	05.55	-	N10 W120	$6.5 \cdot 10^2$	1.14	$9.3 \cdot 10^2$	3.2
13	30	22.11.1977	09.59***	2B	N24 W40	$1.5 \cdot 10^4$	0.77	$1.1 \cdot 10^4$	4.7
14	31	07.05.1978	03.27	1B/X2	N23 W82	$3.5 \cdot 10^4$	1.11	$1.3 \cdot 10^4$	4.0
15	32	23.09.1978	09.58	3B/X1	N35 W50	-	-	$7.0 \cdot 10^2$	4.7
16	36	12.10.1981	06.24**	2B/X3	S18 E31	$1.7 \cdot 10^4$	1.21	-	-
17	38	07.12.1982	23.44	1B/X2.8	S19W86	$5.7 \cdot 10^3$	0.65	$7.2 \cdot 10^3$	4.5
18	39	16.02.1984	09:00	-	- W132	-	-	$5.2 \cdot 10^4$	5.9
19	41	16.08.1989	01.03**	2N/X12	S15 W85	$6.8 \cdot 10^3$	0.56	$3.8 \cdot 10^3$	5.1
20	42	29.09.1989	11.33	- /X9.8	- W105	$1.5 \cdot 10^4$	1.74	$2.5 \cdot 10^4$	4.1
21	43	19.10.1989	12.49	3B/X13	S25 E09	$4.0 \cdot 10^4$	0.53	$3.0 \cdot 10^4$	4.8
22	44	22.10.1989	17.44	2B/X2.9	S27 W31	$7.5 \cdot 10^4$	0.91	$1.5 \cdot 10^4$	6.1
23	45	24.10.1989	18.00	2B/X5.7	S20 W57	$2.4 \cdot 10^4$	0.72	$1.1 \cdot 10^5$	4.9
24	47	21.05.1990	22.12	2B/X5.5	N35 W36	$6.3 \cdot 10^3$	1.13	$2.7 \cdot 10^3$	4.3
25	48	24.05.1990	21.00	1B/X9.3	N36 W76	$2.8 \cdot 10^4$	0.60	$9.1 \cdot 10^3$	4.3
26	51	11.06.1991	02.05	2B/X12	N32 W15	$2.6 \cdot 10^3$	0.83	$3.3 \cdot 10^3$	4.8
27	52	15.06.1991	08.14	3B/X12	N36 W70	-	-	$5.8 \cdot 10^3$	4.6
28	55	06.11.1997	11.53	2B/X9.4	S18 W63	$8.3 \cdot 10^3$	0.92	$8.2 \cdot 10^3$	4.6
29	59	14.07.2000	10.19	3B/X5.7	N22 W07	$3.3 \cdot 10^5$	0.50	$5.0 \cdot 10^4$	5.4
30	60	15.04.2001	13.48	2B/X14	S20 W85	$1.3 \cdot 10^5$	0.62	$3.5 \cdot 10^4$	5.3
31	61	18.04.2001	02.17	-	- W120	$2.5 \cdot 10^4$	0.52	$1.2 \cdot 10^3$	3.6
32	65	28.10.2003	11.02	4B/X17	S16 E08	$1.2 \cdot 10^4$	0.60	$1.5 \cdot 10^4$	4.4
33	67	02.11.2003	17.14	2B/X8.3	S14 W56	$4.6 \cdot 10^4$	0.51	$9.7 \cdot 10^3$	6.3
34	69	20.01.2005	06.44	2B/X7.1	N14 W61	$2.5 \cdot 10^6$	0.49	$7.2 \cdot 10^4$	5.6
35	70	13.12.2006	02:51	2B/X3.4	S06 W24	$3.5 \cdot 10^4$	0.59	$4.3 \cdot 10^4$	5.7

* II тип не наблюдался, начало микроволнового радиовсплеска

** II тип не наблюдался, начало радиоизлучения IV типа

*** II тип не наблюдался, начало «главного» радиовсплеска (Cliver et al., 1982)

Заключение

Разработана методика определения характеристик релятивистских солнечных протонов (РСП) из данных измерений на уровне земли мировой сетью нейтронных мониторов. Методика включает в себя расчет асимптотических направлений прихода РСП для анализируемых станций НМ в современных магнитосферных моделях и решение обратной задачи с применением математической теории оптимизации. Существенной особенностью разработанной методики является учет вклада наклонно падающих на нейтронный монитор частиц.

По единой методике проведен анализ 35 крупных событий СКЛ на уровне земли, которые произошли за период 1956-2006 гг. При анализе были собраны и использованы все доступные данные по возрастаниям СКЛ на нейтронных мониторах мировой сети.

На основании проведенного анализа подтвержден вывод о существовании в событиях с релятивистскими СКЛ двух компонент: быстрой (БК) и медленной (МК). БК наблюдается в начальной фазе события, имеет короткую продолжительность сильную анизотропию и экспоненциальный энергетический спектр. МК имеет плавный временной профиль, слабую, иногда двунаправленную анизотропию и степенной энергетический спектр.

Вероятным механизмом генерации БК может быть ускорение электрическим полем, возникающем в области магнитного пересоединения солнечной вспышки. Источником МК может быть стохастическое ускорение в турбулентной плазме вспышечного выброса или ускорение на ударных волнах в солнечной короне.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 09-02-00076-а
и Программы Президиума РАН № 8 «Физика нейтрино и нейтринная астрофизика».

ЛИТЕРАТУРА

1. *Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Gvozdevsky B.B.* Relativistic solar cosmic ray dynamics in large ground level events // Proc. 21-st ECRS. Kosice, Slovakia, 9-12 September, 2008. Inst. of Experimental Phys., Slovak Academy of Sci. 2009. – P. 264-268.
2. *Cramp L.J., Duldig M.L., Flueckiger E.O., Humble J.E., Shea M.A., Smart D.F.* The October 22, 1989, solar cosmic ray enhancement: An analysis of the anisotropy and spectral characteristics // J. Geophys. Res. 1997. Vol. 102. № A11. P. 24237-24248.
3. *Debrunner H., Flueckiger E., Lockwood J.A.* Response of Neutron Monitors to Solar Cosmic Ray Events // Abstracts. 8th European Cosmic Ray Symp. Rome. 1984.
4. *Miroshnichenko L.I.* Solar Cosmic Rays, Kluwer Academic Publishers. 2001. P. 492.
5. *Gallegos-Cruz A., Perez-Peraza J.* Derivation of analytical particle spectra from the solution of the transport equation by the WKB method // Astrophys. J. 1995, Vol. 446. P. 400-420.
6. *Каминер Н.С.* Об учете барометрического эффекта нейтронной компоненты во время вспышек космических лучей // Геомагнетизм и Аэронавигация. 1967. Т. 7, № 5. С. 806-809.
7. *Tsyganenko N.A.* A model of the near magnetosphere with a down-dusk asymmetry: 1. Mathematical structure // J. Geophys. Res. 2002. Vol. 107. № A8. 1176, doi:10.1029/2001JA000219.
8. *Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Вашенюк Э.В., Щур Л.И.* Динамика релятивистских СКЛ и регистрация множественных нейтронов в событии 13.12.2006 г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. С. 321-323.
9. *Топтыгин И.Н.* Космические лучи в межпланетных магнитных полях. М.: Наука, 1983. 304 с.
10. *Базилевская Г.А., Голынская Р.М.* О распространении солнечных космических лучей в межпланетной среде с учетом адиабатической фокусировки // Геомагнетизм и Аэронавигация. 1989. Т. 29. № 2. С. 204-209.
11. *Балабин Ю.В., Вашенюк Э.В., Мингалев О.В., Подгорный А.И., Подгорный И.М.* Спектр солнечных космических лучей: данные наблюдений и модельных расчетов // Астрон. журн. 2005. Т. 82. С. 940-949.
12. *Vashenyuk, E.V., Miroshnichenko L.I., Balabin, Yu.V., Perez-Peraza J., Gallegos-Cruz A.* Two component features of the two largest GLEs: February 23, 1956 and January 20, 2005 // Proc. of 30th International Cosmic Ray Conference (Merida, Mexico, 3-11 July 2007). Paper 643. P. 249-252.
13. *J. A. Perez-Peraza, E.V. Vashenyuk, A. Gallegos-Cruz, Y.V. Balabin, Miroshnichenko L.I.* Relativistic proton production at the Sun in the 20 January 2005 solar event // Adv. Space Res. 2008, Vol. 41, P. 947–954.
14. *Подгорный А.И., Подгорный И.М., Биленко И.А.* Солнечная вспышка Бастилия. Численное моделирование // Изв. РАН. Сер. физ. 2003. Т. 67 № 3. С. 406-414.
15. *Miroshnichenko L.I., Klein K.L., Trotter G., Lantos P., Vashenyuk E.V., Balabin Yu.V., Gvozdevsky B.B.* Relativistic Nucleon and Electron Production in the 2003 October 28 Solar Event // J. Geophys. Res. 2005. Vol. 110. A09S08, doi: 10292004JA010936.

Сведения об авторах

Э.В. Вашенюк – д.ф.-м.н., зав. лабораторией, e-mail: vashenyuk@pgia.ru

Ю.В. Балабин – к.ф.-м.н., научный сотрудник, e-mail: balabin@pgia.ru

Б.Б. Гвоздевский – к.ф.-м.н., научный сотрудник, e-mail: gvozdevsky@pgia.ru

ВЗАИМОСВЯЗЬ ПРОТОННЫХ СИЯНИЙ В СУБАВРОРАЛЬНОЙ ЗОНЕ С ГЕОМАГНИТНЫМИ ПУЛЬСАЦИЯМИ В ДИАПАЗОНЕ Pc1 (ОБЗОР)

Т.А. Яхнина, А.Г. Яхнин

Полярный геофизический институт КНЦ РАН, Апатиты

Аннотация

В обзоре представлены результаты изучения взаимосвязи различных форм протонных сияний в субавроральной зоне с геомагнитными пульсациями диапазона Pc1 (0.2-5.0 Гц), которые являются индикатором электромагнитных ионно-циклотронных (ЭМИЦ) волн. Показано, что каждому типу протонных сияний, обнаруженных по наблюдениям со спутника IMAGE, соответствует определенный тип геомагнитных пульсаций. Сделан вывод о том, что протонные сияния являются проекциями на ионосферу магнитосферных областей, в которых развивается ионно-циклотронная неустойчивость.

Ключевые слова:

геомагнитные пульсации, протонные сияния, ионно-циклотронная неустойчивость.



Введение

В достаточно удаленной от Земли области, где кривизна магнитного поля в экваториальной плоскости сопоставима с ларморовским радиусом вращения энергичных протонов, протоны испытывают рассеяние, и их распределение по питч-углам является изотропным. Это приводит к стабильно существующей зоне высыпаний энергичных протонов на широтах близких к широтам авроральной зоны. Ближе к Земле движение энергичных протонов является адиабатическим. Как следствие, в субавроральной зоне конус потерь не заполнен, и распределение потоков протонов анизотропно. Такое распределение частиц во внутренней магнитосфере может привести к развитию неустойчивости при взаимодействии циклотронных волн с протонами кольцевого тока и плазменного слоя. Это предполагает как генерацию электромагнитных ионно-циклотронных (ЭМИЦ) волн на частотах ниже гирочастоты протонов (а в присутствии холодной плазмосферной плазмы – ниже гирочастоты ионов гелия He⁺), так и рассеяние протонов в конус потерь и, соответственно, их высыпание в атмосферу. Действительно, в работе [1] (см. также ссылки в этой работе) по данным измерений потоков частиц на низкоорбитальных спутниках NOAA внутри анизотропной зоны были выделены характерные типы локализованных протонных высыпаний, статистически коррелирующие с геомагнитными пульсациями диапазона Pc1. Пульсации диапазона Pc1, как известно, являются индикатором ЭМИЦ волн, дошедших из магнитосферы до ионосферы.

Наблюдения на низкоорбитальных спутниках не позволяют получить мгновенную пространственную картину протонных высыпаний и ее временную эволюцию. Такую возможность могут предоставить наблюдения протонных сияний (свечения, вызванного высыпанием магнитосферными протонами в процессе перезарядки и образования возбужденных атомов водорода). Результаты наблюдений со спутника IMAGE показали, что существует несколько типов протонных сияний в субавроральной области [2]. Протонные сияния в виде пятен свечения регистрируются, в основном, в утреннем и дневном секторах MLT [3]; сияния в виде дуги к экватору от протонного овала, наблюдаются на вечерней стороне [4, 5]; вспышки протонных сияний отмечаются в дневном секторе [6, 7]. Эти протонные сияния отличаются формой, размерами и геофизическими условиями, в которых они наблюдаются [2]. Данные низкоорбитальных спутников FAST, DMSP и NOAA подтвердили, что сияния вызваны высыпанием энергичных протонов. Оценка энергии частиц составила >10 кэВ, >20 кэВ, >30 кэВ для вспышек, дуг и пятен, соответственно.

В частотном диапазоне Pc1 существует несколько типов пульсаций, отличающихся своими морфологическими характеристиками [8]. Морфология квазимонохроматических пульсаций Pc1 (далее для краткости мы будем называть их как «пульсации Pc1») подобна морфологии субавроральных протонных пятен. И те, и другие наблюдаются, в основном, во время восстановительной фазы магнитной бури в утреннем и дневном секторах MLT. Колебания убывающего периода (далее пульсации IPDP – intervals of pulsations of diminishing periods) как и протонные дуги регистрируются в вечернем секторе во время магнитных возмущений.

Широкополосные «всплески гидромагнитных эмиссий» [8] (далее - всплески пульсаций Pc1) как и вспышки протонного сияния возникают на дневной стороне во время поджатия магнитосферы, вызванного импульсами динамического давления солнечного ветра. Однако это сходство морфологических признаков может быть случайным, и для установления взаимосвязи сияний и пульсаций требуется детальное исследование. В данном обзоре будут кратко представлены результаты анализа одновременных наблюдений протонных сияний на спутнике IMAGE и геомагнитных пульсаций в обс. Ловозеро и на станциях финской меридиональной цепочки, проведенного в работах [9-14].

Данные

Наблюдения протонных сияний на высоко-апогейном ($\sim 9 R_E$) спутнике IMAGE обеспечивались детектором SI12 прибора FUV (Far UltraViolet imager) [15], который получал глобальные изображения свечения в водородной эмиссии Лайман- α (121.8 нм) каждые 2 минуты. Геомагнитные пульсации регистрировались в диапазоне 0.05 – 4 Гц в обс. Ловозеро (64.2° CGLat, MLT= UT+3) и на станциях финской меридиональной цепочки (57.0° - 65.9° CGLat, MLT= UT+2). Регистрация осуществлялась индукционными магнитометрами с частотой сбора данных 40 Гц. Магнитометры финской сети идентичны и одинаково откалиброваны, что позволяет определять распределение интенсивности пульсаций вдоль меридиана. Потоки высыпавшихся и квазизахваченных (с питч-углами 0° и 90°, соответственно) протонов с энергией $E > 30$ кэВ измерялись на низкоорбитальных (800 км) спутниках NOAA POES [16].

Результаты наблюдений

Взаимосвязь пятен протонного свечения и пульсаций Pc1

Пятна протонных сияний с размерами 2° -3° по широте и ~1 часа по MLT наблюдаются на широтах 56° -68° исправленной геомагнитной широты (CGLat) [3]. Время жизни пятен свечения достигает нескольких часов; все это время они остаются примерно на одной широте, но смещаются по MLT со скоростью близкой к скорости вращения Земли. На рис. 1 показан пример наблюдения пятна протонных сияний.

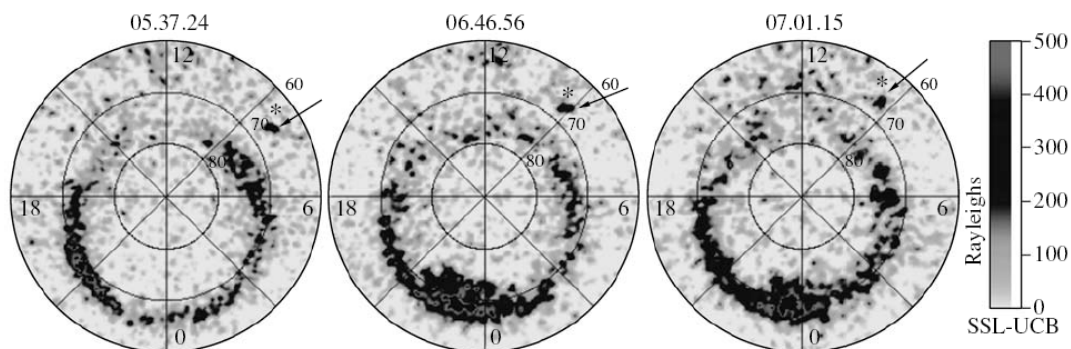


Рис. 1. Изображения протонных сияний по данным спутника IMAGE для трех моментов времени 28.02.2001. Субавроральное протонное пятно отмечено стрелкой около 09 MLT на широте 65°-67°. Положение обс. Ловозеро отмечено звездочкой

Сопоставление протонных пятен с наблюдениями геомагнитных пульсаций на земной поверхности показало [10], что на станциях, отстоящих от проекции пятна на расстояниях менее двух часов MLT, пульсации начинаются и заканчиваются практически одновременно с появлением и исчезновением пятна (рис. 2). С удалением обсерватории от проекции пятна корреляция между пятном сияний и Pc1 ухудшается, а на расстояниях более 6 часов MLT корреляция отсутствует [11]. Частота пульсаций обратно пропорциональна широте соответствующего им протонного пятна и ниже экваториальной гирочастоты He^+ на этой широте. Рассмотрение широтного распределения интенсивности Pc1 на меридиональной сети станций показало, что максимальная интенсивность пульсаций наблюдается на той станции меридиональной цепочки, широта которой ближе всего к проекции пятна. В случае наблюдения сразу двух пятен на разных широтах, на земной поверхности регистрируются пульсации Pc1 в виде двух полос в спектре, причем, времена наблюдения «низкочастотной» («высокочастотной») полосы и высокоширотного (низкоширотного) пятна

совпадают. Спутники NOAA регистрируют над пятнами сияний локализованные высыпания протонов с энергией $E > 30$ кэВ, которые, как было показано в работах [1, 9], статистически связаны с пульсациями Pc1.

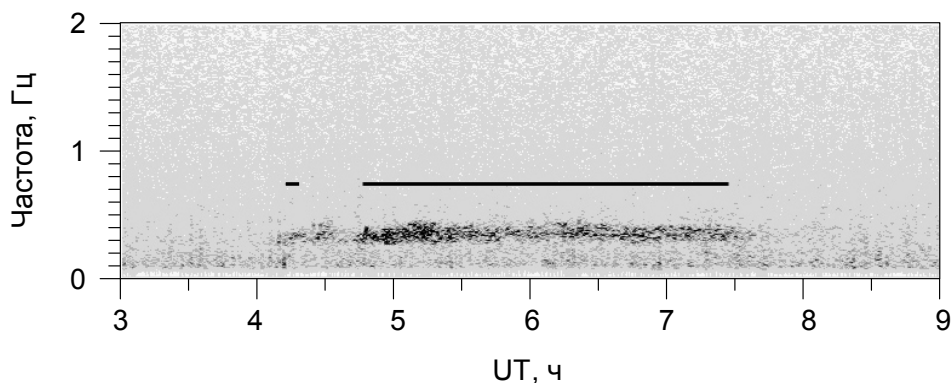


Рис. 2. Спектрограмма флуктуаций геомагнитного поля в obs. Ловозеро в диапазоне 0.05-2 Гц в интервале 03-09 UT 28.02.2001. Горизонтальная линия показывает интервал наблюдения субаврорального протонного пятна

Протонные дуги и IPDP

Протонные сияния в форме дуги вытянутой вдоль протонного аврорального овала наблюдаются на широтах $60^\circ - 70^\circ$ CGLat. Дуги имеют размеры $1^\circ - 5^\circ$ по широте и несколько часов по MLT; время их наблюдения не превышает двух часов [4, 5]. Протонные дуги наблюдаются, в основном, в вечернем секторе MLT после суббуравовой инжекции энергичных протонов в ночном секторе.

Сопоставление этого типа сияний с геомагнитными пульсациями, как для отдельных событий, так и статистически было проведено в работе [13]. Были проанализированы данные о пульсациях IPDP за 2004 и 2005 гг. (всего 153 события), что позволило выявить некоторые морфологические характеристики этих пульсаций. В частности, когда IPDP наблюдались только на одной из станций (что предполагает проекцию источника пульсаций вблизи этой станции), конечная частота IPDP была всегда меньше экваториальной гирочастоты He^+ , рассчитанной для широты этой станции.

Для 35 событий IPDP имелись наблюдения протонных сияний со спутника IMAGE. Пример одновременных наблюдений протонных сияний и IPDP для 29 октября 2004 г. показан на рис. 3. Серия IPDP наблюдалась между 1750 и 1930 UT. В интервале $\sim 1800 - 1830$ UT конечная частота пульсаций достигла 0.7 Гц. Снимок протонных сияний, фрагмент которого показан на рисунке, получен в ~ 1816 UT (этот момент отмечен на спектрограмме вертикальной линией). Видна протонная дуга, пересекающая меридиан цепочки наземных станций (~ 20.3 MLT). Дуга наблюдалась в 1755-1836 UT и занимала сектор 18-22 MLT. Положение дуги подтверждают наблюдения высыпающихся частиц на спутниках NOAA 15 и 17 (данные не показаны). Эти спутники пересекали дугу в вечернем секторе на ~ 18.4 и ~ 21.9 MLT, соответственно, в 1819 и 1835 UT. И хотя в этих секторах дуга была едва различима (из-за близости к протонному овалу на 18 MLT и из-за слабой интенсивности дуги на ~ 22 MLT), оба спутника регистрировали локализованные высыпания энергичных протонов (отмечены треугольниками) к экватору от протонного овала. В нижней части рис. 3 показаны положения наземных станций и протонной дуги в прямоугольных координатах, какими они были в 1816 UT. Станция OUL, на которой регистрировались самые интенсивные пульсации, находится ближе всего к дуге. Чем дальше по широте находится станция от протонной дуги, тем менее интенсивные IPDP на ней регистрируются.

Во всех случаях одновременных наблюдений пульсаций IPDP и протонных сияний, к экватору от овала на меридиане наземной сети магнитометров появлялась протонная дуга. Интервалы наблюдения дуг соответствовали интервалам регистрации IPDP. С ростом MLT протонные дуги наблюдались, в среднем, на меньших широтах. Это согласуется с зависимостью широты наблюдения IPDP от MLT и с тем, что конечная частота IPDP растет с увеличением MLT.

Сопоставление с данными геостационарного спутника, расположенного вблизи меридиана наблюдений пульсаций, показало, что события IPDP коррелируют с инжекциями энергичных протонов. Низкоорбитальные спутники NOAA регистрируют над дугой протонных сияний особый тип локализованных протонных высыпаний, связанный с пульсациями IPDP [1, 9].

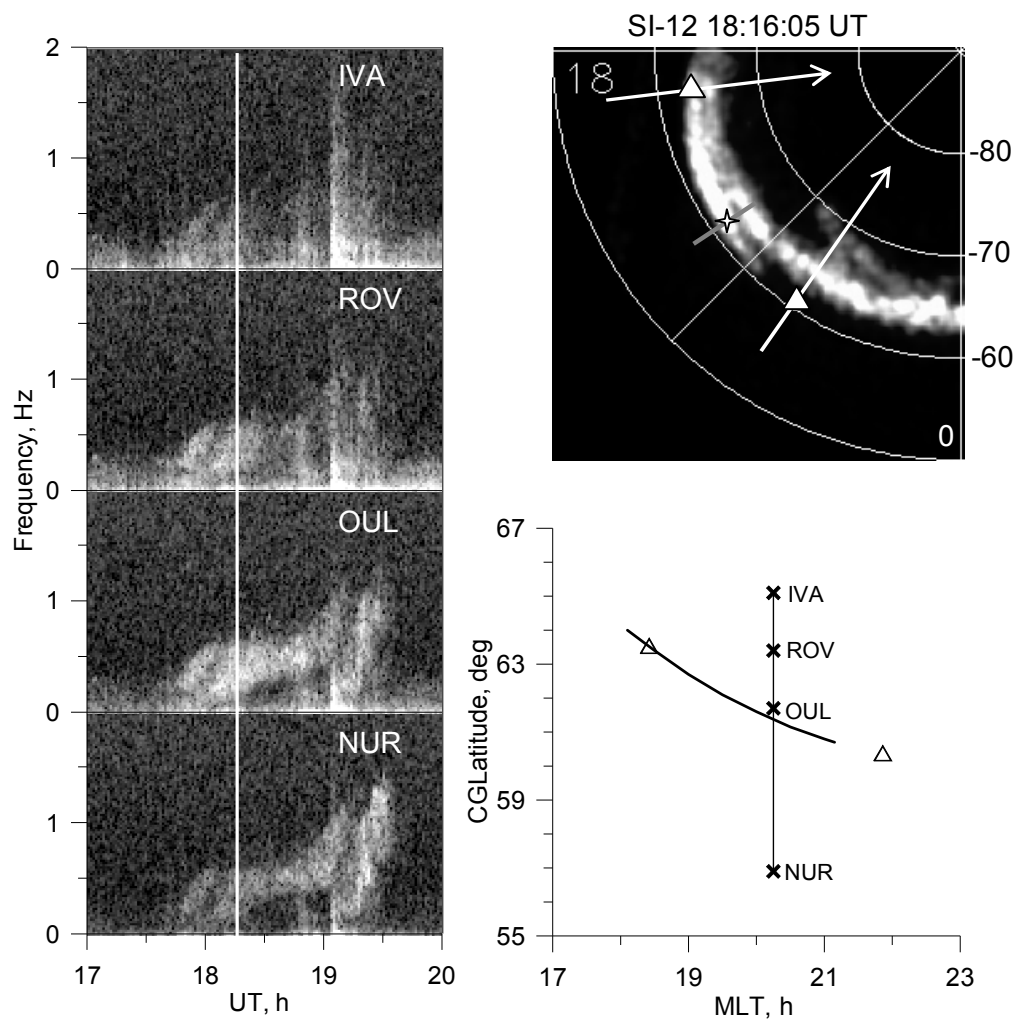


Рис. 3. Спектры пульсаций, зарегистрированные на четырех станциях финской меридиональной сети для 17-20 UT 29.10.2004 (слева); фрагмент изображения протонных сияний в 1816 UT по данным спутника IMAGE (вверху, справа). На снимке сияний белыми стрелками показаны орбиты двух спутников NOAA. Треугольниками отмечены положения ЛВЭП. Отрезком и звездочкой показаны меридиональная сеть магнитометров и станция OUL, соответственно. Внизу справа протонная дуга и наземные станции представлены в прямоугольных координатах

Вспышки протонных сияний и связанные с ними пульсации в диапазоне Pc1

Вспышки протонных сияний наблюдаются на дневной стороне на широтах 60° - 70° CGLat, имеют размеры 2° - 5° по широте и до 3-5 часов по MLT. Длительность отдельной вспышки составляет несколько минут. Такие вспышки протонных сияний связаны с резкими усилениями динамического давления солнечного ветра [6, 7].

Во время магнитосферных «поджатий», связанных с увеличением динамического давления солнечного ветра, на дневной стороне субавроральной зоны могут наблюдаться следующие типы отклика в пульсациях диапазона Pc1: 1) широкополосные всплески Pc1 и 2) «монохроматические» Pc1, появляющиеся (или усиливающиеся) после скачка давления [например, 17-21].

Широкополосные всплески Pc1 наблюдаются на частотах от десятых долей герца до 1-2 Гц. Наблюдения соответствующих ЭМИЦ волн на спутниках показали, что частоты этих излучений всегда ниже гирочастоты протонов. Длительность отдельного всплеска составляет несколько минут, период следования 10-20 мин, [например, 8, 22]. В качестве примера широкополосных всплесков на рис. 4 приводится событие 31 мая 2005 г., рассмотренное в работе [12]. Это событие отличалось тем, что в течение длительного времени наблюдалось большое количество вспышек протонного свечения и всплесков Pc1. Спутник Geotail, который находился в переходной области и перемещался из дневного в вечерний сектор MLT, зарегистрировал серию импульсов динамического давления. Наземные среднеширотные станции в широком долготном секторе (~8 часов MLT, от Львова на

западе до японской станции Мемамбетсу на востоке) зафиксировали серию синхронных импульсов в X-компоненте магнитного поля, что также свидетельствует о серии «поджатий» магнитосферы.

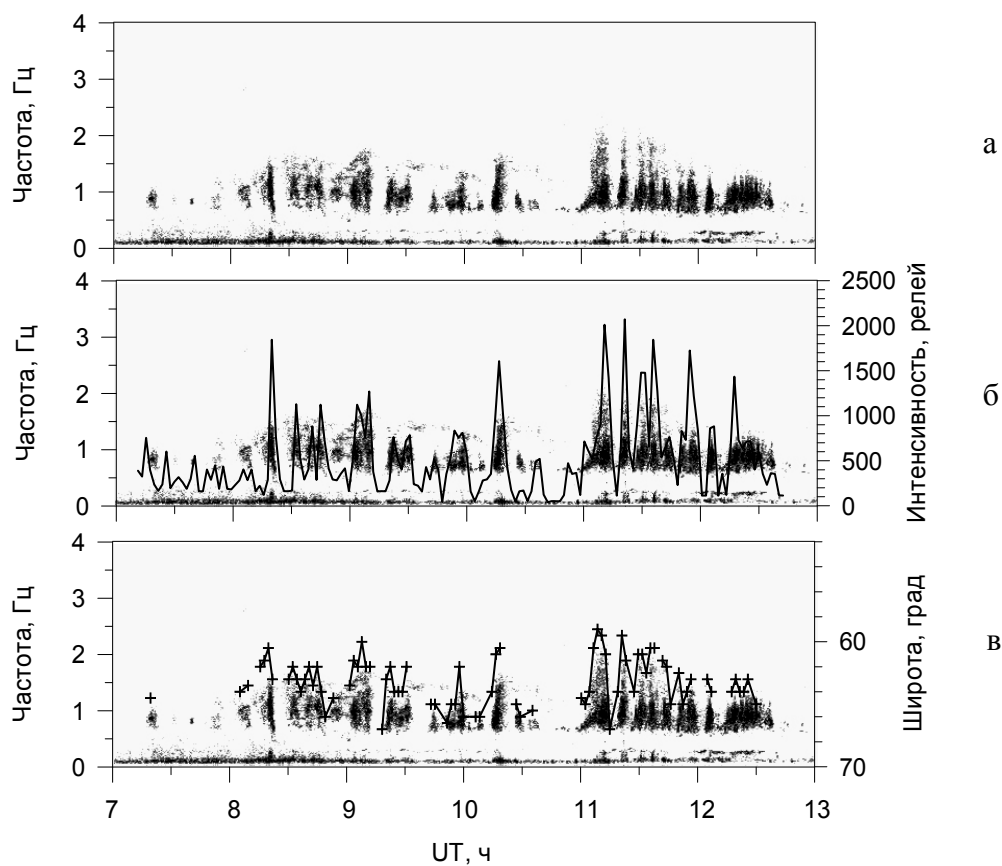


Рис. 4. а – спектрограмма флуктуаций геомагнитного поля в obs. Ловозеро в диапазоне 0.1-4 Гц в интервале 07-13 UT 31.05.2005, показывающая последовательность всплесков пульсаций в диапазоне Pc1; б – та же спектрограмма в сочетании с вариациями интенсивности протонных сияний (черная линия); в – та же спектрограмма в сочетании с вариациями экваториальной широты протонных сияний на меридиане obs. Ловозеро (черная линия с крестиками)

Сопоставление всплесков сияний и всплесков пульсаций показало их хорошую временную корреляцию. На рис. 4а показана спектрограмма пульсаций в obs. Ловозеро. Черной линией на рис. 4б показаны вариации интенсивности протонных сияний в области, сопряженной с obs. Ловозеро. Усиления интенсивности сияний соответствуют всплескам в пульсациях. Верхняя частота пульсаций заметно меняется. Ее значения антикоррелируют с широтой экваториальной границы протонных всплесков на меридиане obs. Ловозеро (рис. 4в). Чем ниже широта экваториальной границы протонной вспышки, тем выше частота соответствующего ей всплеска.

Согласно данным магнитометров финской меридиональной сети станций, наблюдаемые изменения частоты во время отдельного всплеска пульсаций связаны с изменением широты соответствующей вспышки протонного сияния. Смещение вспышки к полюсу (к экватору) сопровождается появлением всплеска излучения с уменьшающейся (нарастающей) частотой и усилением интенсивности пульсаций на более высокоширотных (низкоширотных) станциях [12].

Пример появления «монохроматических» Pc1 в качестве отклика в пульсациях на скачок давления солнечного ветра показан на рис. 5. Это событие, наблюдавшееся 17 августа 2001 г., было рассмотрено в работе [14]. Сверху вниз показаны: спектрограмма геомагнитных пульсаций для интервала 10-12 UT; динамическое давление солнечного ветра ($\Delta P = 6$ нПа); геомагнитный индекс SYM-H. Резкое увеличение SYM-H на 40 нТл подтверждает резкое сжатие магнитосферы. Станция Ловозеро, измерявшая геомагнитные пульсации, находилась в долготном секторе вспышки протонных сияний.

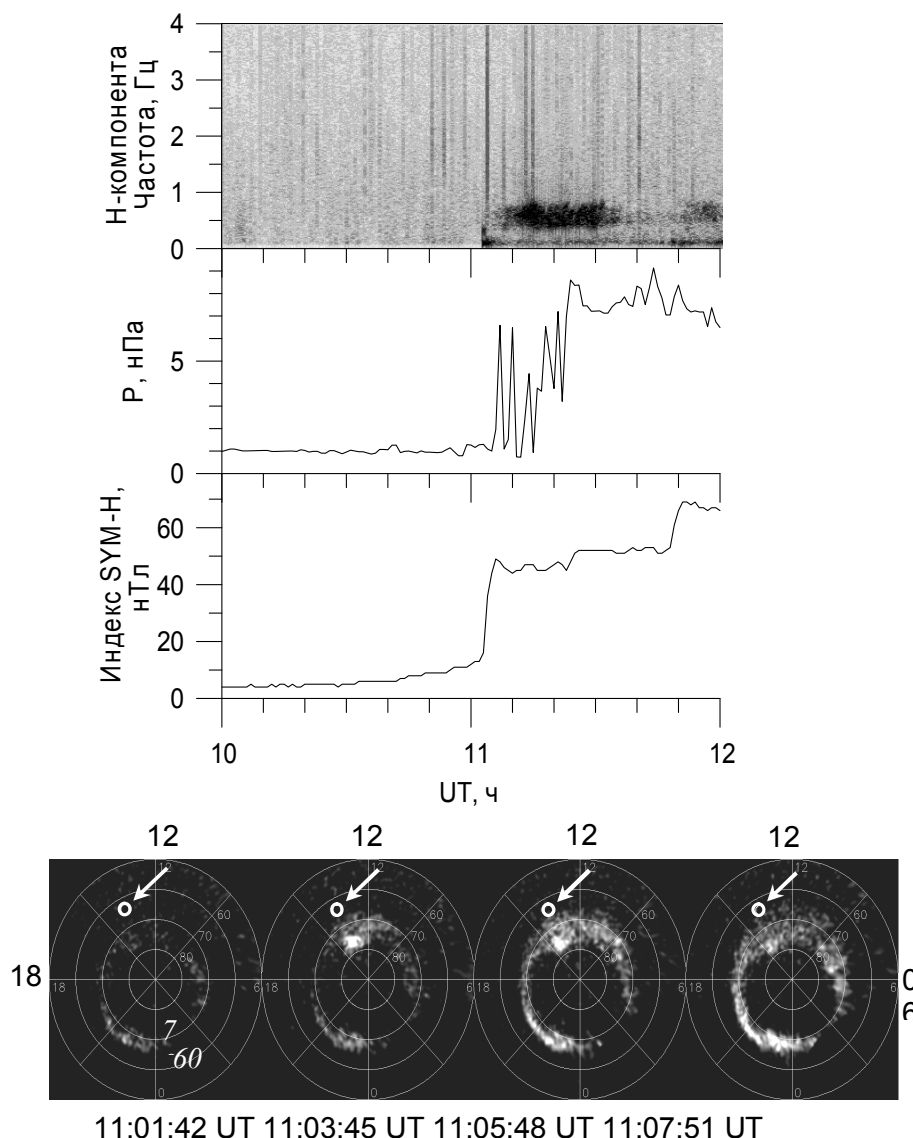


Рис. 5. Явления, сопровождающие скачок давления солнечного ветра 17.08.2001. Сверху вниз: спектрограмма вариаций геомагнитного поля в диапазоне 0.05 -4 Гц в обс. Ловозеро; динамическое давление солнечного ветра; геомагнитный индекс SYM-H; последовательность изображений протонных сияний со спутника IMAGE

В работе [14] было проведено статистическое изучение взаимосвязи между скачками динамического давления солнечного ветра, вспышками протонного свечения, пульсациями диапазона Pc1 и вариациями геомагнитного индекса SYM-H. Для этого были использованы одноминутные значения динамического давления солнечного ветра и SYM-H из базы данных OMNI за 2001-2005 гг. (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov>), данные прибора SI12 на спутнике IMAGE и наблюдения пульсаций в обс. Ловозеро. Отбирались случаи достаточно больших, резких (не менее 1 нПа в течение 1 мин) и изолированных скачков динамического давления (всего отобрано 62 случая). Показано, что во время скачков давления солнечного ветра в 70% случаев наблюдались вспышки протонного свечения к экватору от овала сияний. При этом во время скачков давления, которые были связаны с межпланетными ударными волнами (МУВ), вспышки протонных сияний наблюдались в 85% случаев. Увеличения давления во время тангенциальных разрывов (ТР) сопровождались вспышками протонных сияний только в 45% случаев. Когда наземная станция была сопряжена с областью, занимаемой вспышкой протонных сияний, появление или интенсификация уже существующих пульсаций в диапазоне Pc1 наблюдались в 96% случаев. Когда наземная станция не была сопряжена с областью вспышки протонного свечения, отклик в геомагнитных пульсациях наблюдался в 32% событий. В случаях, когда скачок давления солнечного ветра не сопровождался вспышкой протонного свечения, отклик в пульсациях диапазона Pc1 не наблюдался. Таким образом, наличие отклика в пульсациях диапазона Pc1 зависит от того, сопровождается ли скачок давления вспышкой протонных сияний, и от того, была ли наземная станция, регистрирующая пульсации, сопряжена с областью, занятой вспышкой.

Средние значения $\Delta(\text{SYM-H})$ для событий, относящихся к МУВ и ТР, составляют 31.1 и 14.9 нТл, соответственно, т.е. во время МУВ происходит более сильное сжатие магнитосферы. Величина скачка давления в событиях с МУВ, в среднем, также выше (7.6 нПа) по сравнению с ТР (3.7 нПа). Средние значения $\Delta(\text{SYM-H})$ для скачков давления со вспышками протонных сияний и без них составили 30.7 и 11.8 нТл, соответственно. На рис. 6 приведены распределения $\Delta(\text{SYM-H})$ для различных типов отклика в геомагнитных пульсациях диапазона Pc1. Очевидно, что всплески Pc1 происходят при заметно больших сжатиях магнитосферы (среднее значение $\Delta(\text{SYM-H}) = 42.6$ нТл), чем начала или интенсификации «монокроматических» Pc1 (среднее $\Delta(\text{SYM-H}) = 24.1$ нТл). Отсутствие отклика в пульсациях соответствует наименьшему сжатию магнитосферы (среднее $\Delta(\text{SYM-H}) = 17.6$ нТл).

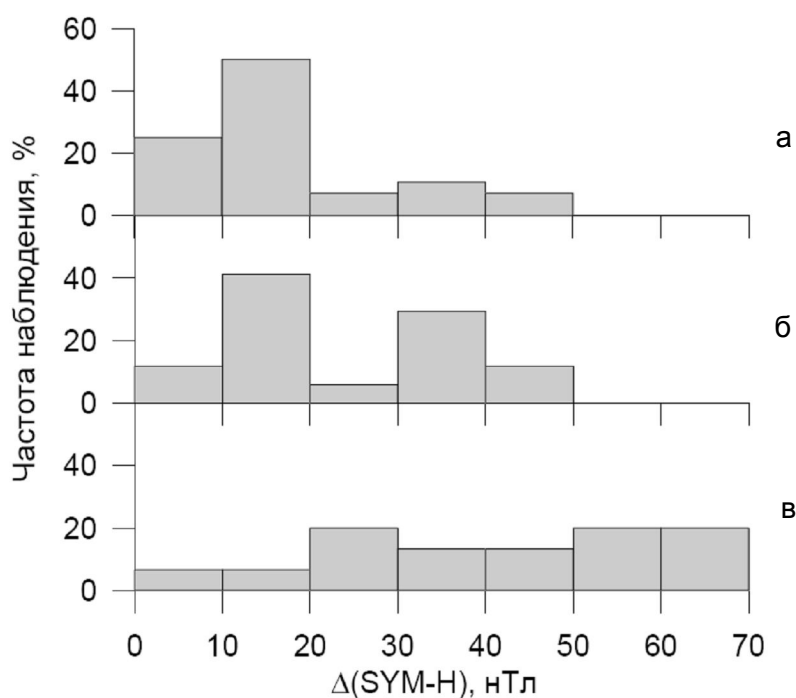


Рис. 6. Распределение частоты наблюдения событий по величине $\Delta(\text{SYM-H})$ в ситуациях, когда отклик в пульсациях диапазона Pc1 отсутствовал (а); когда наблюдалось начало или усиление «монокроматических» Pc1 (б); и когда наблюдался всплеск Pc1 (в)

Обсуждение

Тесная пространственно-временная взаимосвязь протонных сияний и геомагнитных пульсаций диапазона Pc1 означает их общий источник, которым, очевидно, является ионно-циклотронная неустойчивость. Поскольку высыпания частиц происходят вдоль силовых линий, протонные сияния являются ионосферной проекцией области развития этой неустойчивости в магнитосфере. Известно, что благоприятным условием для генерации электромагнитных циклотронных волн является наличие градиентов холодной плазмы. Пока немногочисленные сопоставления протонных сияний с положением границ плазмосферы подтверждают это.

Так, проведенное в работе [3] сопоставление экваториальной проекции пятна с положением плазмопаузы, которая была определена по данным прибора EUV (Extreme UltraViolet imager), также установленном на борту IMAGE, показало, что пятно проектируется в окрестность азимутальной неоднородности холодной плазмы в районе плазмопаузы.

Протонные дуги в вечернем секторе проектируются на край структуры холодной плазмосферной плазмы, которая в современной литературе получила название «плазмосферный плюм» [23]. Плюм представляет собой продолжение вечернего плазмосферного выступа на высокие широты дневного сектора. С помощью измерений плазмы и горячих частиц в районе плазмосферного плюма на геостационарной орбите авторы работы [24] рассчитали инкремент генерации протонных циклотронных волн и пришли к выводу, что, действительно, условия для развития неустойчивости, т.е. для рассеяния протонов в конус потерь и, соответственно, формирования протонной дуги, были благоприятными.

Плазмопауза, вблизи которой располагается источник пульсаций Pc1 и протонных пятен, обычно находится внутри геостационарной орбиты, в то время как плазмосферный плум (область источника протонных дуг и IPDP) может простираться за геостационарную орбиту. Это согласуется с данными, полученными в работе [1], где показано, что во время регистрации пульсаций Pc1 и IPDP плотность холодной плазмы на геостационарной орбите отличается на порядок и составляет, соответственно, единицы см⁻³ и десятки см⁻³.

Вспышки протонных сияний на дневной стороне субавроральной зоны, по-видимому, не связаны непосредственно с плазмосферой и могут наблюдаться за плазмопаузой [7]. Превышение порога циклотронной неустойчивости определяется, очевидно, увеличением анизотропии горячих протонов в областях магнитосферы, подвергшихся сжатию в результате резкого изменения динамического давления солнечного ветра [25]. Авторы работы [7] по данным геосинхронных спутников анализировали параметры плазмы и горячих частиц в области, куда проектируются протонные сияния во время вспышек и сделали вывод, что изменение этих параметров во время поджатия магнитосферы, действительно, должно привести к увеличению инкремента циклотронной неустойчивости.

Субавроральные протонные сияния делают «видимой» ионосферную проекцию магнитосферного домена, в котором развивается ионно-циклотронное взаимодействие. Визуализация источника и проектирование его в магнитосферу позволяет объяснить некоторые свойства геомагнитных пульсаций. Например, тесная связь квазимонохроматических Pc1 с протонными пятнами означает, что источник этих эмиссий довольно локализован, имеет размеры порядка $\sim 1 R_E$, что определяет небольшую ширину спектра Pc1. Движение со скоростью коротации азимутальной неоднородности холодной плазмы вокруг Земли вдоль одной и той же L-оболочки и существенное время жизни источника (как следует из динамики протонного пятна в ионосфере) объясняет стабильность частоты Pc1 и продолжительность этих пульсаций, наблюдаемых на сопряженных наземных станциях [10]. Вспышка протонного сияния на дневной стороне во время большого скачка давления солнечного ветра может занимать большой диапазон широт, что соответствует широкому диапазону гирочастот в области магнитосферного источника. Это, очевидно, определяет широкополосный характер всплесков Pc1. Динамика вспышек протонного сияния в ионосфере объясняет вариации верхней частоты в последовательности всплесков Pc1 и дисперсию частоты в отдельных всплесках [12]. Появление «монохроматических» пульсаций Pc1 во время относительно слабых сжатий магнитосферы связано с более локализованными по широте вспышками, которые, вероятно, проектируются на плазмопаузу. По-видимому, в тех случаях, когда увеличение анизотропии горячих протонов не приводит к превышению порога неустойчивости вне плазмосферы, наличие градиента холодной плазмы является дополнительным фактором, способствующим генерации ЭМИЦ волн.

Проектирование протонных сияний в экваториальную плоскость магнитосферы показывает, что различные типы пульсаций (очевидно, соответствующие различным режимам циклотронного взаимодействия) генерируются в различных магнитосферных доменах. Пятна и дуги проектируются в окрестность плазмопаузы, где в составе холодной плазмы существенна доля ионов He⁺. Это объясняет, почему пульсации Pc1 и IPDP наблюдаются на частотах ниже гирочастоты He⁺. Мощные вспышки проектируются за плазмосферу, где доля ионов He⁺ незначительна. Как следствие всплески Pc1 наблюдаются на частотах выше He⁺ и ниже гирочастоты протонов [например, 26].

Выводы

В результате сопоставления субавроральных протонных сияний, обусловленных высыпаниями энергичных ($E > 10$ кэВ) протонов, и геомагнитных пульсаций диапазона Pc1 установлена их тесная взаимосвязь. Для всех рассмотренных форм протонных сияний и соответствующих им пульсаций, в частности показано: что:

- для наземных станций, расположенных вблизи проекций сияний, время наблюдения пульсаций и сияний совпадает;
- максимум широтного распределения интенсивности пульсаций совпадает с широтным положением сияний;
- широты (широтные размеры) сияний обратно пропорциональны частотам (частотным диапазонам) соответствующих им пульсаций.

Подобная взаимосвязь сияний и пульсаций является убедительным доказательством того, что механизмом, ответственным за субавроральные протонные сияния (как и за генерацию пульсаций диапазона Pc1), является ионно-циклотронная неустойчивость. Пространственное совпадение проекций всех рассмотренных форм сияний (высыпаний протонов) с максимумом в широтном распределении интенсивности пульсаций подтверждает возможность дактированного распространения ЭМИЦ волн от

магнитосферного источника к ионосфере. Пространственно-временные характеристики рассмотренных типов сияний и пульсаций связаны с особенностями динамики и пространственного распределения горячей и холодной плазмы в магнитосфере. Таким образом, наблюдения субавроральных протонных сияний, представляющих двухмерное изображение области ионно-циклотронного взаимодействия в приземной экваториальной магнитосфере, предоставляют возможность не только для диагностики областей ионно-циклотронного взаимодействия, но и градиентов холодной плазмы в экваториальной плоскости магнитосферы.

Авторы благодарны Х. Фрею (Калифорнийский университет, Беркли, США), Т. Безингеру (Университет г. Оулу, Финляндия) и Ю. Маннинену (обс. Соданкюля, Финляндия) за сотрудничество при выполнении работ, а также сотрудникам Полярного геофизического института КНЦ РАН и Геофизической обс. Соданкюля, обеспечивающим наблюдения на сети индукционных магнитометров. Работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 4/8, и программы ОФН № VI. 15.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Yahnina T.A., Yahnin A.G., Kangas J., Manninen J. Evans D.S., Demekhov A.G., Trakhtengerts V.Yu., Thomsen M.F., Reeves G.D., Gvozdevsky B.B.* Energetic particle counterparts for geomagnetic pulsations of Pc1 and IPDP types // *Ann. Geophys.* 2003. Vol. 21. P. 2281-2292.
2. *Frey, H.U.* Localized aurora beyond the auroral oval // *Rev. Geophys.* 2007. Vol. 45, RG1003, doi:10.1029/2005RG000174.
3. *Frey H.U., Haerendel G., Mende S.B., Forrester W.T., Immel T.J., Ostgaard N.* Subauroral morning proton spots (SAMPs) as a result of plasmopause-ring-current interaction // *J. Geophys. Res.* 2004. Vol. 109. A10305, doi:10.1029/2004JA010516.
4. *Burch, J.L., Lewis W.S., Immel T.J., Anderson P.C., Frey H.U., Fuselier S.A., Gerard J.-C., Mende S.B., Mitchell D.G., Thomsen M.F.* Interplanetary magnetic field control of afternoon-sector detached proton auroral arcs // *J. Geophys. Res.* 2002. Vol. 107(A9). 1251, doi:10.1029/2001JA007554.
5. *Immel T.J., Mende S.B., Frey H.U., Peticolas L.M., Carlson C.W., Gerard J.-C., Hubert B., Fuselier S.A., and Burch J.L.* Precipitation of auroral protons in detached arcs // *Geophys. Res. Lett.* 2002. Vol. 29(11), 1519, doi:10.1029/2001GL013847.
6. *Zhang, Y., Paxton L.J., Immel T.J., Frey H.U., and Mende S.B.* Sudden solar wind dynamic pressure enhancements and dayside detached auroras: IMAGE and DMSP observations // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107. 8001, doi:10.1029/2002JA009355.
7. *Fuselier, S.A., Gary S.P., Thomsen M.F., Claffin E.S., Hubert B., Sandel B.R., and Immel T.* Generation of transient dayside subauroral proton precipitation // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. A12227, doi:10.1029/2004JA010393.
8. *Fukunishi, H., Toya T., Koike K., Kuwashima M., Kawamura M.* Classification of hydromagnetic emission based on frequency-time spectra // *J. Geophys. Res.* 1981. Vol. 86. P. 9029-9039.
9. *Yahnin A.G., Yahnina T.A.* Energetic proton precipitation related to ion-cyclotron waves // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2007. Vol. 69. P. 1690-1706.
10. *Yahnin A.G., Yahnina T.A., Frey H.U.* Subauroral proton spots visualize the Pc1 source // *J. Geophys. Res.* 2007. Vol. 112. A10223, doi:10.1029/2007JA012501.
11. *Яхнин А.Г., Яхнина Т.А., Фрей Х.У.* Идентификация источников геомагнитных пульсаций Pc1 на основе наблюдений протонных сияний // *Косм. Исслед.* 2008. Т. 46. № 4 С. 344-347.
12. *Yahnina T.A., Frey H.U., Böisinger T., Yahnin A.G.* Evidence for subauroral proton flashes on the dayside as the result of the ion-cyclotron interaction // *J. Geophys. Res.* 2008. Vol. 113, A07209, doi:10.1029/2008JA013099.
13. *Yahnin A.G., Yahnina T.A., Frey H.U., Böisinger T., Manninen J.* Proton aurora related to intervals of pulsations of diminishing periods // *J. Geophys. Res.* 2009. Vol. 114, A12215, doi:10.1029/2009JA014670.
14. *Попова Т.А., Яхнин А.Г., Яхнина Т.А., Фрей Х.* Взаимосвязь между резкими увеличениями динамического давления солнечного ветра, вспышками протонных сияний и геомагнитными пульсациями в диапазоне Pc1 // *Космические исследования*, 2010. Т. 50 (5). С. 568-575.
15. *Mende S.B., Heeterds H., Frey H.U., Lampton M., Geller S.P., Habraken S., Renotte E., Jamar C., Rochus P., Spann J., Fuselier S.A., Gerard J.-C., Gladstone R., Murphree S., Cogger L.* Far ultraviolet imaging from the IMAGE spacecraft. 1. System design // *Space Sci. Rev.* 2000. Vol. 91. P. 243-270.
16. *Evans D.S., Greer M.S.* Polar orbiting environmental satellite space environment monitor. 2: Instrument descriptions and archive data documentation // NOAA Technical Memorandum OAR SEC-93, Boulder, 2000.
17. *Tepley L.R., Wentworth R.C.* Hydromagnetic emission, Xrays, and electron bunches, 1. Experimental results // *J. Geophys. Res.* 1962. Vol. 67. P. 3317-3334.
18. *Троицкая В.А., Матвеева Е.Т., Иванов К.Г., Гульельми А.В.* Вариации частоты микропульсаций Pc1 во время внезапных деформаций магнитосферы // *Геомагнетизм и аэронавтика*. 1968. Т. 8. С. 975-976.
19. *Пархомов В.А., Довбня Б.В., Луковникова В.И.* О природе колебаний с нестационарным спектром во время SSC // *Геомагнетизм и аэронавтика*, 1985. Т. 26. С. 1036-1038.
20. *Пархомов В.А., Застенкер Г.Н., Рязанцева М.О., Цегмед Б., Попова Т.А.* Всплески геомагнитных пульсаций в диапазоне частот 0.2-5 Гц, связанные с большими скачками давления солнечного ветра // *Космические исследования*, 2010. Т. 48. С. 86- 100.
21. *Kangas J., Aikio A., Olson J.V.* Multistation correlation spectra associated with sudden impulses // *Planet. Space Sci.* 1986. Vol. 34. P. 543-553.
22. *Anderson B.J., Erlandson R.E., Engebretson M.J., Alford J., Arnoldy R.L.* Source region of 0.2 to 1.0 Hz geomagnetic pulsation bursts // *Geophys. Res. Lett.* 1996. Vol. 23. P. 769-772.
23. *Spasojevic M., Fuselier S.A.* Temporal evolution of proton precipitation associated with the plasmaspheric plume // *J. Geophys. Res.* 2009. Vol. 114. A12201. doi:10.1029/2009JA014530.
24. *Spasojevic M., Frey H.U., Thomsen M.F., Fuselier S.A., Sandel B.R., Inan U.S.* The link between a detached subauroral proton arc and a plasmaspheric plume // *Geophys. Res. Lett.* 2004. Vol. 31. L04803, doi:10.1029/2003GL018389.
25. *Olson J.V., Lee L.C.* Pc1 wave generation by sudden impulses // *Planet. Space Sci.* 1983. Vol. 31. P. 295-302.
26. *Hansen, H.J., Fraser B.J., Menk F.W., Erlandson R. E.* Ground satellite observations of Pc 1 magnetic pulsations in the plasma trough // *J. Geophys. Res.* 1995. Vol. 100(A5). P. 7971-7985.

Сведения об авторах

Яхнина Татьяна Андреевна – к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, e-mail: yahnina@pgia.ru
Яхнин Александр Григорьевич – к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, зав. лабораторией, e-mail: yahnin@pgia.ru

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ПОВЕДЕНИЯ D-, E- и F-СЛОЕВ ИОНОСФЕРЫ, РАЗРАБОТАННЫЕ В ПОЛЯРНОМ ГЕОФИЗИЧЕСКОМ ИНСТИТУТЕ ЗА 50 ЛЕТ ЕГО СУЩЕСТВОВАНИЯ

В.С. Мингалев, Г.И. Мингалева
Полярный геофизический институт КНЦ РАН

Аннотация

Приводится обзор математических моделей земной ионосферы, которые были разработаны в Полярном геофизическом институте за время его существования. Упомянуты теоретические работы, включающие физические и математические формулировки задач, которые посвящены исследованию физико-химических процессов в D-, E- и F-областях земной ионосферы. Рассматриваются одно-, двух-, трехмерные и глобальные математические модели земной ионосферы.

Ключевые слова:

Полярный геофизический институт, земная ионосфера, математическое моделирование.



Введение

Сотрудники Полярного геофизического института (ПГИ) в своих исследованиях начали применять метод математического моделирования для исследования земной ионосферы с 1960-х гг. К настоящему времени в научной литературе опубликовано несколько сотен работ сотрудников ПГИ, посвященных разработке и применению математических моделей, описывающих поведение различных параметров ионосферной плазмы на разных высотных уровнях и в различных геофизических ситуациях.

Упомянуть все такие работы в рамках краткого обзора невозможно, поэтому мы будем ссылаться обычно только на одну работу, в которой была описана данная математическая модель. Другие последующие работы автора (или группы авторов), в которых приводятся результаты, полученные при помощи этой конкретной модели, мы, как правило, упоминать не будем, хотя число таких последующих работ иногда исчисляется десятками. Исключение будет делаться в том случае, когда в последующей работе будет описан модифицированный вариант модели, переводящий ее на другой качественный уровень.

Мы будем рассматривать только математические модели поведения D-, E- и F-слоев ионосферы, поэтому такие направления исследований как математическое моделирование вторжения в верхнюю атмосферу пучков частиц (электронов, протонов, ионов и атомов) и вызываемого этими вторжениями свечения неба останутся за рамками настоящего рассмотрения. Не будут рассматриваться также модели, описывающие поведение только нейтральных компонент верхней атмосферы, в том числе малых и возбужденных составляющих. Рассмотрение разработанных в ПГИ математических моделей, предназначенных для проведения исследований в вышеуказанных двух направлениях, представляет несомненный интерес и может составить предмет специальных обзоров. Таким образом, мы будем рассматривать только такие разработанные в ПГИ математические модели, которые позволяют рассчитывать физические параметры заряженных частиц (в первую очередь концентрации, а затем, по возможности, макроскопические скорости, температуры, а также функции распределения) в ионосферных слоях D, E и F как в спокойных, так и в возмущенных условиях.

Принципы построения ионосферных моделей

Земная ионосфера является сложным физическим объектом, представляющим собой приблизительно шаровой слой на высотах примерно от 50 до 1000 км, заполненный смесью химически реагирующих частично ионизованных газов, находящихся в гравитационном поле вращающейся Земли, подверженных воздействию электромагнитного и корпускулярного излучений Солнца и других космических источников; заряженные компоненты этой смеси подвержены действию геомагнитного поля и крупномасштабных электрических полей.

Довольно широкий круг явлений, протекающих в околоземной плазме, может быть описан на кинетическом уровне при помощи функций распределения отдельных сортов частиц. Если поведение каждого сорта α смеси газов описывается функцией распределения $f_{\alpha}(\vec{r}, \vec{u}_{\alpha}, t)$, зависящей от

координаты \vec{r} , скорости частиц \vec{u}_α и времени t , то система кинетических уравнений ионосферной плазмы в произвольно ориентированной прямоугольной системе координат может быть записана в виде [1, 2]

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{u}_\alpha \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{r}} + \frac{1}{m_\alpha} (m_\alpha \vec{g} + e_\alpha (\vec{E} + \vec{u}_\alpha \times \vec{B}) - 2(\vec{\Omega} \times \vec{u}_\alpha) m_\alpha) \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{u}_\alpha} = \\ = \sum_\beta S_\alpha^\beta + \sum_\mu R_{(\mu)}^\alpha + \sum_\nu R_\alpha^{(\nu)}, \end{aligned} \quad (1)$$

где m_α и e_α – масса и заряд частицы сорта α ;

\vec{g} – ускорение силы тяжести;

\vec{E} – напряженность электрического поля;

\vec{B} – магнитная индукция;

$\vec{\Omega}$ – вектор угловой скорости вращения Земли;

S_α^β – интеграл упругих столкновений частиц α с частицами β ;

$R_{(\mu)}^\alpha$ – интеграл химической реакции, описывающий рождение частиц сорта α в химической реакции (μ);

$R_\alpha^{(\nu)}$ – интеграл химической реакции, описывающий исчезновение частиц сорта α в химической реакции (ν).

Суммирование по β распространяется на все выделенные сорта смеси, включая $\beta = \alpha$. Суммирование по μ и ν охватывает все те химические реакции, в которых частица α принимает участие.

Система кинетических уравнений ионосферной плазмы (1) весьма сложна для решения, даже при помощи численных методов. Каждое уравнение этой системы является интегродифференциальным уравнением, поскольку стоящие в правой части величины S_α^β , $R_{(\mu)}^\alpha$, $R_\alpha^{(\nu)}$ представляют собой довольно сложные интегральные операторы [1,2], а искомая функция зависит от 7 переменных.

Известно, что существует класс движений плазмы, закономерности которого хорошо описываются макроскопическими величинами, являющимися моментами функции распределения. Уравнения, описывающие изменение во времени и пространстве макроскопических величин, называемые уравнениями переноса, оказываются, как правило, менее сложными для решения и, в то же время, несут достаточно много полезной информации о движении плазмы. Переход от кинетического описания к описанию на уровне системы уравнений переноса хорошо оправдывает себя в том случае, когда выполняются определенные условия макроскопичности плазмы.

Описывающие эволюцию плазмы уравнения переноса могут быть получены либо феноменологическим путем, либо выведены из системы кинетических уравнений, причем для этого вывода разработано несколько методов. Наиболее подходящим, на наш взгляд, для вывода уравнений переноса именно для ионосферной плазмы является метод моментов, предложенный Г. Грэдом [3], а наиболее распространенным приближением этого метода является приближение 13 моментов. Однако 13-моментные уравнения переноса остаются весьма сложными для решения, но они значительно упрощаются в условиях, которые часто называют гидродинамическими. К счастью, эти гидродинамические условия осуществляются в довольно широком круге явлений, протекающих в ионосферной плазме, что позволяет при их описании перейти к гидродинамическому приближению.

В гидродинамическом приближении поведение каждого рассматриваемого сорта частиц ионосферной плазмы α может быть описано следующей системой гидродинамических уравнений

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial (n_\alpha V_\alpha^i)}{\partial x^i} = \sum_\varphi Q_{\alpha\varphi} - \sum_\gamma L_{\alpha\gamma}, \quad (2)$$

$$m_\alpha n_\alpha \frac{d_\alpha V_\alpha^j}{dt} = -\frac{\partial p_\alpha}{\partial x^j} + \frac{\partial \sigma_\alpha^{ij}}{\partial x^i} - 2m_\alpha n_\alpha (\vec{\Omega} \times \vec{V}_\alpha)^j + m_\alpha n_\alpha g^j + n_\alpha e_\alpha (\vec{E} + \vec{V}_\alpha \times \vec{B})^j + m_\alpha n_\alpha \sum_\beta \frac{1}{\tau_{\alpha\beta}} (\vec{V}_\beta - \vec{V}_\alpha)^j G_{\alpha\beta}, \quad (3)$$

$$\frac{3}{2} \kappa \frac{d_\alpha (n_\alpha T_\alpha)}{dt} = -\frac{5}{2} \kappa n_\alpha T_\alpha \frac{\partial V_\alpha^i}{\partial x^i} - \frac{\partial q_\alpha^i}{\partial x^i} + \sum_\beta \frac{m_\alpha n_\alpha}{m_\alpha + m_\beta} \cdot \frac{1}{\tau_{\alpha\beta}} \left[3\kappa (T_\beta - T_\alpha) H_{\alpha\beta} + m_\beta (\vec{V}_\beta - \vec{V}_\alpha)^2 G_{\alpha\beta} \right] + \sum_\mu \tilde{Q}_{\alpha\mu} - \sum_\nu \tilde{L}_{\alpha\nu}, \quad (4)$$

где $\frac{d_\alpha}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + V_\alpha^i \frac{\partial}{\partial x^i}$, κ – постоянная Больцмана;

$1/\tau_{\alpha\beta}$ – частота упругих столкновений частиц сорта α с частицами сорта β ;

p_α – давление частиц сорта α ,

σ_α^{ij} – тензор вязких напряжений частиц сорта α ;

\vec{q}_α – вектор теплового потока частиц сорта α ;

$Q_{\alpha\varphi}$ – скорость образования частиц сорта α в химической реакции (φ);

$L_{\alpha\gamma}$ – скорость исчезновения частиц сорта α в химической реакции (γ);

$\tilde{Q}_{\alpha\mu}$ – скорость нагрева частиц сорта α в неупругом взаимодействии (μ);

$\tilde{L}_{\alpha\nu}$ – скорость охлаждения частиц сорта α в неупругом взаимодействии (ν);

$G_{\alpha\beta}$ и $H_{\alpha\beta}$ – корректирующие множители в выражениях силы трения и скорости нагрева, обусловленных упругими столкновениями частиц, различные для разных потенциалов взаимодействия частиц [4].

Уравнение (2) – уравнение неразрывности, (3) – уравнение движения, (4) – уравнение теплового баланса.

Система (2) – (4) описывает поведение основных гидродинамических переменных частиц сорта α : концентрации n_α , вектора скорости \vec{V}_α и температуры T_α . Уравнения записаны в прямоугольной системе координат, по повторяющимся координатным индексам подразумевается суммирование от 1 до 3. Компоненты тензора вязких напряжений и вектора теплового потока находятся из линейных соотношений, связывающих их с градиентами основных гидродинамических переменных, а также внешними силами, действующими на частицы [5, 6]. Приведенная выше система уравнений многокомпонентной гидродинамики должна быть дополнена уравнениями Максвелла для электрического и магнитного полей.

Математические модели земной ионосферы, упоминание о которых встречается в опубликованных до настоящего времени научных работах, могут весьма сильно отличаться друг от друга целым рядом своих характеристик. Причина этих отличий заключается не только в различиях тех возможных целей, для которых разрабатывались модели, но еще и спецификой самого объекта математического моделирования – земной ионосферы. Для описания долгопериодных средне- и крупномасштабных изменений в ионосфере пригодны гидродинамические уравнения многокомпонентной плазмы. Однако, даже на гидродинамическом уровне каждая компонента ионосферной плазмы, а таких компонент можно насчитать несколько десятков, описывается довольно сложной системой уравнений, которые являются взаимосвязанными, нелинейными, содержащими частные производные второго порядка по пространственным переменным [1,5]. К сожалению, на сегодняшний день решение задачи о поведении земной ионосферы на гидродинамическом уровне в полном объеме даже при помощи самых современных численных методов и самой мощной вычислительной техники представляется весьма проблематичным. Поэтому вполне целесообразным представляется сейчас и, тем более, представлялось в прошлом расщепление

полной задачи о поведении земной ионосферы и введение таких упрощений, которые бы позволили свести полную задачу к ряду подзадач, каждая из которых поддавалась бы решению имеющимися численными методами с использованием доступной вычислительной техники. Необходимость такого расщепления и введения различных упрощений и привела к многообразию разработанных до настоящего времени математических моделей ионосферы.

Теоретические модели D-области

D-область земной ионосферы, лежащая на высотах примерно 50-90 км, является самой нижней частью ионосферы и самой сложной по химическому составу и химическим процессам, протекающим в ней. К счастью, есть факторы, которые делают рассмотрение протекающих в ней процессов более простым, чем в других вышележащих слоях ионосферы. В частности, из-за высокой плотности основных нейтральных частиц заряженные частицы в нижней ионосфере увлекаются ими и движутся практически со скоростью нейтрального газа, вертикальными движениями которого часто пренебрегают. Поэтому в этом приближении в левой части уравнения неразрывности (2) опускают член движения (второй член левой части), и для нахождения зависящих только от времени концентраций отдельных сортов частиц получается система обыкновенных дифференциальных уравнений, для решения которой можно применить стандартные программы, реализующие давно и хорошо разработанные численные методы. Модели нижней ионосферы, в которых пренебрегается членами движения в уравнениях неразрывности будем называть нестационарными статическими моделями, а если в них пренебрегается еще и зависимостью концентраций от времени, то будем называть их стационарными статическими моделями. И в стационарных, и в нестационарных статических моделях для расчета концентраций отдельных сортов частиц в любой точке пространства нужно знать лишь параметры среды в этой точке, значения каких-либо величин в соседних точках пространства не привлекаются.

К нестационарным статическим моделям высокоширотной D-области ионосферы относится теоретическая модель, разработанная в ПГИ и описанная в работе [7]. Модель основана на численном решении методом Рунге-Кутты системы шести обыкновенных дифференциальных уравнений вида (2) с опущенными членами движения. В модели использована упрощенная схема преобразования ионов, в которой присутствуют 4 положительных и 2 отрицательных иона, причем один из последних является сложным. Электронная концентрация находится как разность концентраций положительных и отрицательных ионов.

Еще одна, аналогичная предыдущей, упрощенная теоретическая модель высокоширотной D-области была представлена и использована в работе [8]. Там была реализована четырехионная схема преобразования положительных ионов, в которой скорости всех процессов являются эффективными параметрами, выраженными через скорости процессов в детальных схемах и зависящими от температуры и концентрации малых нейтральных составляющих.

Еще одна упрощенная теоретическая модель высокоширотной D-области была подробно описана в работах [9, 10]. В учитываемом в ней ионизационно-рекомбинационном цикле участвуют 4 положительных и 4 отрицательных иона, включая сложные, а также электроны. Концентрации основных и малых нейтральных составляющих атмосферы задавались.

Более детальная, чем две предыдущие, нестационарная теоретическая модель высокоширотной D-области была описана в цикле статей [11-14]. В ней предпринята попытка учесть члены движения в вертикальном направлении в уравнениях неразрывности, которые рассмотрены для 11 положительных и 2 отрицательных ионов, а также 15 малых и возбужденных нейтральных составляющих (4 кислородных, 6 водородных и 5 азотных компонентов).

Нестационарная статическая модель высокоширотной D-области была разработана и описана в работе [15]. В этой модели решались уравнения неразрывности с опущенными членами движения для 46 сортов положительных и отрицательных ионов, а концентрации основных и малых нейтральных составляющих атмосферы задавались. Корректировка перечня химических реакций и их констант скоростей, учитываемых этой моделью, выполнена в работе [16]. Скорректированная модель стала содержать 44 реакции с участием 21 вида положительных ионов и 54 реакции с участием 18 видов отрицательных заряженных частиц, включая электроны. Позже и эта модель была усовершенствована за счет изменения констант скоростей некоторых реакций, что стало возможным благодаря учету уточненных термодинамических параметров реакций. Усовершенствованная модель была описана в работе [17]; теперь она стала включать в себя 130 реакций с участием 19 видов положительных и 17 видов отрицательных ионов, фотопроцессы (фотоотлипание электронов от отрицательных ионов и фотодиссоциацию положительных и отрицательных ионов), диссоциативную рекомбинацию

электронов и положительных ионов, а также взаимную нейтрализацию ионов обоих знаков. Эта модель неоднократно использовалась для интерпретации экспериментальных данных ПГИ, в частности, в работе [18].

Нестационарная пространственно одномерная математическая модель высокоширотной D-области, учитывающая вертикальный перенос вещества, была разработана А.С. Кирилловым и Г.А. Аладьевым, ее краткое описание можно найти в работе [19]. Она основана на численном решении системы 39 нестационарных одномерных уравнений неразрывности, содержащих члены движения, которые описывают поведение положительных и отрицательных ионов, а также основных, малых и возбужденных нейтральных составляющих и учитывают протекание 139 химических реакций.

Еще одна нестационарная статическая модель высокоширотной нижней ионосферы была разработана Ю.Н. Куликовым [20]. Помимо нескольких сортов ионов эта модель описывает также поведение нескольких сортов малых нейтральных составляющих.

Для расчета электронной концентрации на высотах слоя D ионосферы предназначена еще одна нестационарная статическая математическая модель, разработанная в ПГИ и описанная в работе [21]. В ней решается одно уравнение неразрывности для электронной концентрации (2) с опущенным членом движения. Однако, в отличие от всех перечисленных выше моделей, она предназначена для исследования поведения электронной концентрации при излучении с поверхности Земли в вертикальном направлении мощного КВ-радиопульса длительностью порядка нескольких мкс. С ее помощью исследовалась возможность пробоя ионосферы мощной радиоволной коротковолнового диапазона.

Численные модели поведения E-области

E-область, лежащая на высотах от 90 до примерно 130 км, считается наиболее изученным слоем земной ионосферы, т.к. поведение плазмы здесь определяется менее сложными, чем в других областях ионосферы, физическими процессами. Для изучения протекающих в E-слое высокоширотной ионосферы процессов в ПГИ было разработано несколько математических моделей.

Стационарная статическая модель E-области была описана в работе [22]. В ней рассматривается одно уравнение неразрывности для электронной концентрации (2), в котором пренебрегается не только членом движения, но и производной по времени, т. е. электронная концентрация определяется из условия равенства скоростей ионообразования и рекомбинации, причем скорость ионообразования определяется только высыпавшимися электронами, для исследования влияния которых и предназначалась эта модель.

Для исследования влияния высыпавшихся электронов на распределение ионизации в E-слое высокоширотной ионосферы была разработана еще одна статическая нестационарная модель, описанная в работе [23]. В ней численно методом Рунге-Кутты решалась система десяти обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка. Первые восемь уравнений являлись уравнениями неразрывности для 4 положительных ионов, электронов и 3 нейтральных сортов частиц с опущенными членами движения. Последние 2 уравнения являлись уравнениями теплового баланса, описывающими электронную температуру и колебательную температуру молекулярного азота, причем в них пренебрегалось теплопроводностью электронного газа и диффузией колебательных квантов.

Нестационарная пространственно одномерная, учитывающая вертикальный перенос вещества модель высокоширотной E-области была описана в работе [24]. Она основывалась на численном решении системы уравнений неразрывности и уравнений движения для 5 сортов положительных ионов и электронов, а также 5 нейтральных компонент, причем некоторые из них могли находиться в возбужденных состояниях. Модель предназначалась для исследования колебательно возбужденных молекулярных составляющих в химическом балансе высокоширотной ионосферы в возмущенных условиях.

Для исследования поведения нижней ионосферы во время активных экспериментов по нагреву ионосферных электронов наземным ВЧ передатчиком в ПГИ была разработана модель, позволяющая рассчитывать возмущения электронной температуры, вызываемые греющей волной. В модели решалось уравнение теплового баланса для электронов в пренебрежении теплопроводностью и движением электронного газа. Первоначальный вариант этой модели был не только статическим, но и стационарным [25], затем модель была усовершенствована и стала нестационарной [26]. В ней уравнение теплового баланса электронов решалось методом Рунге-Кутта при задаваемой электронной концентрации. Позже была создана нестационарная статическая модель, позволяющая рассчитывать во время искусственного нагрева электронную концентрацию путем решения одного

уравнения неразрывности для электронной концентрации с опущенным членом движения, при этом возмущенная электронная температура задавалась [27].

Для исследования мелкомасштабных авроральных неоднородностей, возникающих в холловском токе авроральных электроструй, была разработана нестационарная двухмерная гидродинамическая численная модель, описанная в работе [28]. Она основана на решении системы гидродинамических уравнений для электронов и ионов, включающей уравнения неразрывности и движения, при этом электроны считаются изотермичными, а уравнение теплового баланса для ионной компоненты линеаризовано. Оси прямоугольной сетки, используемой в модели, направлены вдоль ионосферного электрического поля и вдоль магнитного поля. Шаги сетки по этим осям равны 7.5 см и 10 м, соответственно, а размер всей области моделирования составляет 4.8×640 м.

Математические модели F-области

F-область, лежащая над областью E, является самой верхней частью земной ионосферы. В ней выделяют область F1, лежащую ниже примерно 250 км, и область F2, лежащую выше этого уровня. В F-области важную роль играют процессы переноса вещества, поэтому в описывающих ее поведении уравнениях неразрывности (2) нельзя пренебрегать членом движения, как это делалось в некоторых описанных в предыдущем разделе моделях E-области. Если же в уравнениях, описывающих поведение слоя F и содержащих члены движения, учитываются и те химические реакции, которые характерны для слоя E, то эти уравнения будут справедливы как на высотах слоя F, так и на высотах слоя E. Поэтому в настоящем разделе будут рассмотрены такие численные модели ионосферы, которые моделируют поведение не только слоя F, но также слоев F и E одновременно.

Пространственно одномерные модели. Математическая модель F-области этого типа была описана в работе [29]. Она является одноионной нестационарной моделью, основанной на численном решении уравнения неразрывности положительных ионов, скорость которых находится из упрощенного уравнения движения в так называемом диффузионном приближении (без учета инерции и вязкости), а также уравнений движения для горизонтальных компонент скорости нейтрального газа, учитывающих инерцию и вязкость. Модель позволяет проследить изменения во времени высотных профилей концентрации положительных ионов (равной электронной концентрации), зональной и меридиональной проекций скорости нейтрального ветра, а также всех трех проекций скорости положительных ионов в интервале высот от 100 до 350 км.

Нестационарная одноионная модель, основанная на численном решении уравнения неразрывности положительных ионов, скорость которых находится в диффузионном приближении, а также уравнений теплового баланса ионов и электронов, была подробно описана в работе [30]. Модель позволяет проследить временную эволюцию высотных профилей концентрации положительных ионов (равной электронной концентрации), температур ионов и электронов, а также всех трех проекций скорости положительных ионов в интервале высот от 100 до 420 км.

Нестационарная одноионная модель, в которой расстояние отсчитывается не в вертикальном направлении, как в двух выше упомянутых моделях, а вдоль силовой линии магнитного поля, была описана в работе [31]. Модель основывается на численном решении системы уравнений, включающей уравнение неразрывности положительных ионов и уравнение движения этих ионов в продольном (относительно магнитного поля) направлении, содержащее силы инерции и вязкого трения, и позволяет проследить за временной эволюцией ионосферной плазмы, заключенной в часть магнитной силовой трубки с непроницаемыми боковыми стенками на расстоянии от земли 100-700 км.

Еще одна модель, в которой расстояние отсчитывается вдоль силовой линии геомагнитного поля, была описана и использована в работе [32]. В ней решаются те же уравнения неразрывности и уравнение движения положительных ионов, что и в предыдущей модели, а также в дополнение к ним уравнения теплового баланса ионов и электронов. Модель позволяет проследить за нестационарным поведением плазмы в части магнитной силовой трубки в пределах расстояний от земли 100-700 км при перемещении трубки над земной поверхностью под действием крупномасштабного электрического поля.

Нестационарная пятиионная модель, основанная на численном решении уравнений неразрывности для 5 сортов положительных ионов, упрощенных уравнений движения этих ионов (в диффузионном приближении) и упрощенных уравнений теплового баланса ионов (без учета теплопроводности и конвективного переноса тепла), была описана в работе [33]. Модель позволяет проследить изменения во времени высотных профилей концентраций 5 рассматриваемых сортов ионов, трех проекций скорости ионов и температуры ионов в интервале высот 100-580 км.

Нестационарная многокомпонентная модель, основанная на совместном решении уравнений неразрывности для 39 сортов частиц, среди которых имеются положительные и отрицательные ионы, основные, малые и возбужденные нейтральные составляющие атмосферы, которые могут участвовать в 139 химических реакциях, была описана в работе [34]. Модель позволяет проследить изменения во времени высотных профилей концентраций рассматриваемых сортов частиц, в том числе электронной концентрации, в интервале высот 50-500 км, т.е. кроме слоя F она охватывает также слои E и D ионосферы.

Еще одна пространственно одномерная нестационарная модель высокоширотной ионосферы, которая охватывает не только слой F, но и нижележащий слой E, была описана и использована в работе [35]. Эта модель основана на численном решении нестационарных пространственно одномерных уравнений переноса для 5 сортов положительных ионов. Скорости ионов находятся из упрощенных уравнений движения (в диффузионном приближении). Привлекаются также упрощенные уравнения теплового баланса ионов (без учета теплопроводности и конвективного переноса тепла). Модель позволяет проследить изменения во времени высотных профилей концентраций заряженных частиц, в том числе электронной концентрации, трех проекций скорости ионов и температуры ионов в интервале высот 90-164 км.

Пространственно двухмерные модели. Рассмотренные выше пространственно одномерные модели позволяют исследовать зависимость отыскиваемых параметров либо от высоты, либо от расстояния от земной поверхности вдоль направления магнитной силовой линии, которое в высоких широтах близко к вертикальному, поэтому они пренебрегают горизонтальной неоднородностью ионосферы. Ясно, что поскольку реальная ионосфера является неоднородной не только в вертикальном, но и в горизонтальных направлениях, то для того, чтобы исследовать горизонтальную неоднородность, необходимо учитывать в моделях хотя бы одну горизонтальную пространственную переменную.

Первая из разработанных в ПГИ математическая модель ионосферы, описанная в работе [36], была нестационарной и пространственно двухмерной, причем учитывала зависимость переменных от высоты и широты. В ней решалось уравнение неразрывности для электронов (2) с учетом члена движения, входящая в который скорость складывалась из скорости электродинамического дрейфа и скорости амбиполярной диффузии. Температура заряженных частиц задавалась. Для решения применялся метод конечных разностей. Модель позволяла проследить изменения во времени высотно-широтных распределений электронной концентрации в приэкваториальных широтах от 0 до 30° и в пределах высот от 150 до 1000 км.

Следующая из разработанных сотрудниками ПГИ пространственно двухмерная нестационарная модель ионосферы предназначалась для моделирования высокоширотной ионосферы и была описана в работе [37]. Она основывалась на совместном решении уравнений неразрывности для 5 сортов положительных ионов (в диффузионном приближении) и упрощенных уравнений теплового баланса ионов (без учета теплопроводности и конвективного переноса тепла). Модель позволяла проследить изменения во времени отыскиваемых величин в прямоугольной вертикальной области, находящейся на высотах 100-420 км, лежащей в плоскости меридиана и имеющей протяженность 1000 км. В этой модели для получения численных решений применялся метод конечных элементов.

Еще одна пространственно двухмерная модель высокоширотной ионосферы, учитывающая зависимость отыскиваемых величин не только от высоты, но и от горизонтального расстояния вдоль меридиана, была описана в работе [38]. Эта модель во многом схожа с только что описанной двухмерной моделью, но отличается от нее учитываемыми сортами положительных ионов и тем, что в ней для численного решения применялся метод конечных разностей.

Для исследования поведения ионосферы на уровне F- и E-слоев во время активных экспериментов по искусственному нагреву ее наземными КВ-передатчиками была разработана в ПГИ математическая модель, учитывающая конвекцию ионосферной плазмы. Модель основывается на совместном решении уравнения неразрывности положительных ионов, уравнения движения этих ионов в продольном (относительно магнитного поля) направлении, содержащего силы инерции и вязкого трения, а также уравнений теплового баланса ионов и электронов. Модель позволяет находить пространственно двухмерные распределения отыскиваемых величин в пределах расстояний от земной поверхности 100-700 км над траекториями дрейфа плазмы (траекториями конвекции), проходящими над нагреваемыми стендами и определяемыми ионосферным электрическим полем. Описание этой модели можно найти в работах [39, 40].

Пространственно трехмерные модели. Хотя применение пространственно одно- и двухмерных моделей позволило исследовать многие важные свойства ионосферы, все же эти модели не позволяют воспроизвести поведение реальной трехмерно неоднородной земной ионосферы. Создание пространственно трехмерных моделей ионосферы долгое время сдерживалось как в нашей стране, так и за рубежом ограниченными возможностями имеющихся вычислительных средств. Первые такие модели появились в 1970-х гг., причем они не опирались на решение трехмерных уравнений, а были основаны на использовании специфических физических условий, позволяющих обходиться решением всего лишь нестационарных пространственно одномерных уравнений переноса. Оказывается, что из-за сильной замагниченности заряженных частиц и “вмороженности” магнитного поля в плазму на высотах слоя F и в вышележащей магнитосферной плазме задачу об отыскании пространственно трехмерных решений уравнений переноса можно заменить двумя значительно менее сложными задачами: решением пространственно одномерных нестационарных уравнений переноса, описывающих поведение заключенной в магнитные силовые трубки с непроницаемыми боковыми стенками плазмы, а также отысканием траекторий перемещения магнитных силовых трубок и скорости перемещения плазмы вдоль них. Такое перемещение плазмы называют конвекцией, оно является фактически дрейфом под действием крупномасштабного электрического поля (поля конвекции).

Среди отечественных математических моделей, позволяющих рассчитывать пространственно трехмерные распределения ионосферных параметров, первой появилась модель, описанная в работе [41]. Эта модель использовала идею конвекции, основывалась на решении уравнений неразрывности для 3 сортов положительных ионов и упрощенных уравнений движения ионов (в диффузионном приближении) и позволяла получать стационарные пространственно трехмерные распределения концентраций ионов в высокоширотной F-области. В этой модели температуры заряженных частиц считались задаваемыми параметрами.

Первой (как среди отечественных, так и зарубежных моделей) пространственно трехмерной моделью, позволяющей наряду с концентрацией рассчитывать также температуры ионов и электронов, явилась модель, описанная в работе [42]. Она использовала идею конвекции, основывалась на совместном решении уравнения неразрывности для положительных ионов, уравнения движения этих ионов в продольном (относительно магнитного поля) направлении, содержащего силы инерции и вязкого трения, а также уравнений теплового баланса ионов и электронов. Модель позволяла рассчитывать стационарные пространственно трехмерные распределения концентрации заряженных частиц, их продольной скорости, а также температур ионов и электронов в пределах расстояний от земли 100-700 км в полярной ионосфере.

Последняя из упомянутых пространственно трехмерная модель в последствии была усовершенствована таким образом, что область расчетов в ней стала покрывать не только полярные, но и субавроральные широты [43]. Позже эта модель была усовершенствована так, что ее нижняя граница была опущена до 70 км в результате добавления блока расчетов химического состава нижней ионосферы на уровнях 70-130 км, взятого из модели [34]. Усовершенствованный вариант модели был описан в работе [44].

Глобальные модели ионосферы. Изложенная выше идея, основанная на прослеживании за поведением плазмы в части магнитной силовой трубки, может быть применена для расчета пространственно 3-мерных распределений ионосферных параметров не только в региональных моделях ионосферы, но и в глобальном масштабе над всей Землей. При этом нужно учитывать, что траектории перемещения концов магнитных силовых трубок не являются строго круговыми, они немного деформированы за счет действия наряду с полем коротации еще и других крупномасштабных электрических полей, которые хотя и имеют существенно меньшие величины, чем поле конвекции в полярной области, но все же реально существуют и на средних широтах, и вблизи экватора. Если задать электрическое поле не только в полярной области, а над всей земной поверхностью, то, пользуясь изложенным выше подходом, можно смоделировать поведение плазмы F-слоя над всем земным шаром.

Изложенный подход был реализован в Калининградской обсерватории ИЗМИРАН в разработанной там глобальной численной модели термосферы, ионосферы и протоносферы Земли [45]. Эта модель описывает не только ионосферу, но также термосферу и протоносферу Земли, поскольку в ней численно решаются нестационарные трехмерные гидродинамические уравнения неразрывности, движения и теплового баланса для нейтрального, ионного и электронного газов совместно с уравнением для потенциала электрического поля. Это позволяет рассчитывать как плотности, скорости и температуры заряженных и

нейтральных частиц, так и электрические поля магнитосферного и динамо происхождения. В Калининградской обсерватории модель была реализована на ЭВМ ЕС-1046. Эта модель в ПГИ была адаптирована на персональные компьютеры [46]. Однако оказалось, что ее применение для моделирования высокоширотной области затруднено тем, что в ней используются слишком грубые шаги сеток по пространственным переменным. Поэтому в ПГИ был разработан модифицированный вариант модели, в котором пространственное и временное разрешение модели было увеличено за счет использования переменных по широте шагов сетки [47]. Модель была также усовершенствована в ПГИ за счет того, что в нее был включен новый магнитосферный магнитогидродинамический блок, позволяющий рассчитывать продольные токи зоны 2, а не задавать их как входные параметры модели [48]. Обзор некоторых результатов модельных расчетов, воспроизводящих различные ситуации в земной ионосфере, можно найти в работе [49].

Кинетические модели

В упоминавшихся выше ионосферных математических моделях, разработанных и использовавшихся в ПГИ, для описания поведения компонентов ионосферной плазмы использовались гидродинамические переменные. Перейдем к рассмотрению разработанных в ПГИ и базирующихся на решении кинетических уравнений моделей, в которых для описания поведения компонентов ионосферной плазмы используются функции распределения.

В работе [50] разработан алгоритм численного решения кинетического уравнения для электронов, описывающего процессы в слабоионизованной молекулярной плазме, в которой функция распределения электронов может сильно отличаться от максвелловской. В ней численно исследовано влияние переменного высокочастотного электрического поля на функцию распределения электронов. Рассчитаны кинетические коэффициенты плазмы, позволяющие перейти к ее гидродинамическому описанию в широком диапазоне изменения внешних параметров.

В работе [51] представлена модель описания распределения по скоростям ионов в F-области авроральной ионосферы. Это сделано с помощью решения кинетического уравнения ионов в присутствии внешнего электромагнитного поля и с учетом различных видов соударений ионов. В модели в столкновительный член кинетического уравнения введен парциальный интеграл соударений, учитывающий взаимодействия ионов с поляризованными нейтральными частицами. Температура ионов считается анизотропной относительно внешнего магнитного поля.

Для исследования эволюции вытянутых вдоль геомагнитного поля сверхмелкомасштабных неоднородностей электронной концентрации, которые могут образовываться в замагниченной ионосферной плазме F-слоя как естественным путем, так и при искусственных воздействиях на нее, в частности, во время нагревных экспериментов, была разработана нестационарная пространственно двумерная численная модель, описанная в работе [52]. Модель основана на решении кинетических уравнений электронов и ионов с самосогласованным электрическим полем (система Власова-Пуассона) и заданным внешним магнитным полем. Для решения применяемой системы уравнений Власова-Пуассона используется метод крупных частиц.

Заключение

За время существования ПГИ достигнут значительный прогресс в исследованиях тех физико-химических процессов, которые протекают в земной ионосфере и определяют собой распределение концентрации заряженных частиц на разных высотах, а также динамику и тепловой режим ионосферной плазмы. Применение математических моделей поведения различных ионосферных слоев внесло немаловажный вклад в вышеуказанные исследования. Те несколько десятков математических моделей, разработанных в ПГИ и упомянутых в настоящем обзоре, были предназначены, в большинстве своем, для исследования особенностей поведения высокоширотной ионосферы, которая в силу специфики конфигурации магнитного поля в околоземном пространстве и тесной связи верхней атмосферы Земли в приполюсных областях с плазмой межпланетного пространства существенно отличается от средне- и низкоширотной ионосферы. Разработанные в ПГИ математические модели ионосферы применялись для решения различных задач, в частности, для интерпретации экспериментальных данных и выявления тех механизмов и процессов, которые приводят к наблюдаемому поведению измеряемых параметров ионосферы, для предсказания возможного будущего поведения того или иного ионосферного параметра как в неординарных естественных условиях, так и при искусственных воздействиях на ионосферу, а также для других целей. Кроме того, найденные при помощи математических моделей параметры ионосферы как среды распространения радиоволн использовались для расчетов распространения радиоволн в высокоширотной ионосфере. В исследованиях высокоширотной атмосферы, ионосферы и

магнитосферы остается еще много нерешенных задач, и метод математического моделирования может внести в будущем существенный вклад в их решение.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 10-01-00451.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ивановский А.И., Репнев А.И., Швидковский Е.Г.* Кинетическая теория верхней атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1967. 258 с.
2. Кинетические процессы в газах и плазме. Сб. статей: пер. с англ. / под ред. А. Хохштимы. М.: Атомиздат, 1972. 368 с.
3. *Grad H.* On the kinetic theory of rarefied gases // *Commun. Pure and Appl. Math.* 1949. Vol. 2. № 4. P. 331-407.
4. Магнитосферно-ионосферная физика. Краткий справочник / отв. ред. Ю.П. Мальцев. СПб.: Наука, 1993, 184 с.
5. *Мингалев В.С.* Уравнения переноса для ионосферной плазмы // Структура магнитно-ионосферных и авроральных возмущений / отв. ред. Г.А. Логинов. Л.: Наука, 1977. С. 84-98.
6. *Мингалев В.С.* Гидродинамические уравнения ионосферной плазмы: препринт ПГИ-91-4-84. Апатиты: Изд. КНЦ АН СССР, 1991. 39 с.
7. *Смирнова Н.В., Власков В.А.* Шестиионная модель D-области в условиях высыпания энергичных частиц / отв. ред. Г.А. Логинов // Явления в полярной ионосфере. Л.: Наука, 1978. С. 8-15.
8. *Смирнова Н.В.* Моделирование ионизационно-рекомбинационного цикла D-области / отв. ред. В.С. Мингалев // Математическое моделирование комплексных процессов. Апатиты: Изд. КФАН СССР, 1982, С. 22-34.
9. *Смирнова Н.В., Оглоблина О.Ф., Власков В.А.* Модели электронной концентрации D-области ионосферы: Препринт ПГИ-84-08-36. Апатиты: Изд. КФАН СССР, 1984. 31 с.
10. *Smirnova N.V., Ogloblina O.F., Vlasov V.A.* Modeling of the lower ionosphere // *Pure and Applied Geophysics*, 1988, Vol. 127, № 2/3, P. 353-379.
11. *Козлов С.И., Власков В.А., Смирнова Н.В.* Ионная кинетика, малые нейтральные и возбужденные составляющие в области D с повышенным уровнем ионизации. 1. Постановка задачи и общая схема процессов // *Космические исследования*. 1982. Т. 20. Вып. 6. С. 881-891.
12. *Власков В.А., Смирнова Н.В., Козлов С.И.* Ионная кинетика, малые нейтральные и возбужденные составляющие в области D с повышенным уровнем ионизации. 2. Вариации ионного состава и электронной концентрации // *Космические исследования*. 1983. Т. 21. Вып. 6. С. 892-896.
13. *Смирнова Н.В., Козлов С.И., Овчинников Н.А., Власков В.А.* Ионная кинетика, малые нейтральные и возбужденные составляющие в области D с повышенным уровнем ионизации. 3. Вариации малых нейтральных и возбужденных составляющих // *Космические исследования*, 1984. Т. 22. Вып. 4, С. 565-571.
14. *Смирнова Н.В., Власков В.А., Козлов С.И., Овчинников Н.А.* Изменение кислородных составляющих высокоширотной мезосферы во время возмущений / отв. ред. В.С. Мингалев // Численные модели динамических процессов. Апатиты: Изд. КФАН СССР, 1984, С. 22-27.
15. Петрова Г.А. Распределение положительных частиц в D-области ионосферы во время ППШ // Численные модели динамических процессов / отв. ред. В.С. Мингалев. Апатиты: Изд. КФАН СССР, 1984. С. 64-71.
16. *Петрова Г.А., Брюнелли Б.Е.* Модель ионной химии D-области ионосферы: препринт ПГИ-90-09-77. Апатиты: Изд. КНЦ АН СССР, 1990. 46 с.
17. *Петрова Г.А., Кирквуд Ш.* Моделирование профиля электронной плотности в нижней ионосфере высоких широт // *Вестник МГТУ*, 2000. Т. 3, № 1, С. 115-128.
18. *Osepian A.P., Tereshchenko V.D., Dalin P., Kirkwood S.* The role of the atomic oxygen concentration in the ionization balance of the lower ionosphere during solar proton events // *Physics of Auroral Phenomena. Proc. XXX Annual Seminar*. Apatity: KSC RAS, 2008. P. 173-176.
19. *Mingalev V.S., Orlova M.I., Aladjev G.A., Kirillov A.S., Mingaleva G.I.* Modeling of high frequency radio wave propagation along a high-latitude route // *Physics of Auroral Phenomena. Proc. XIX Annual Seminar*. Apatity: KSC RAS, 1996. P. 85-86.
20. *Kulikov Y.N.* On the modeling of nitric oxide diurnal variations in the mesosphere and lower thermosphere under undisturbed conditions // *Physics of Auroral Phenomena: XXIV Annual Seminar 27 February – 2 March 2001. Abstracts. Prep. PGI 01-01-109*. Apatity: KSC RAS, 2001. P. 87.
21. *Арыков А.А., Ларин В.Ф.* Некоторые результаты численного моделирования КВ-пробоя в нижней ионосфере // *Геомагнетизм и аэронавигация*, 1986. Т. 26, № 3, С. 506-508.
22. *Мальков М.В., Яхнин А.Г., Кириллов А.С., Иванов В.Е.* О распределении электронной концентрации и свечения в высокоширотной ионосфере для разных уровней геомагнитной активности // *Геомагнетизм и аэронавигация*, 1988. Т. 28, № 1. С. 149-152.
23. *Власков В.А.* Нестационарные химические процессы в ионосфере при электронном вторжении // *Вопросы моделирования ионосферы* / отв. ред. Р.В. Гострем. Калининград: КГУ, 1975. С. 95-100.
24. *Аладьев Г.А., Кириллов А.С.* Колебательная кинетика N₂ и O₂ в высокоширотной верхней атмосфере // *Космические исследования*, 1997. Т. 35. Вып. 3. С. 227-234.
25. *Pashin A.B., Belova E.G., Lyatsky W.* Magnetic pulsation generation by a powerful ground-based modulated HF radio transmitter // *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1995. Vol. 57. № 3. P. 245-252.
26. *Пашин А.Б.* Особенности вариаций проводимости в диапазоне ОНЧ при нагреве ионосферы мощным ВЧ передатчиком // Моделирование процессов в верхней полярной атмосфере / отв. ред. В.Е. Иванов. Мурманск: Изд. Север, 1998, С. 369-378.
27. *Pashin A.B., Belova E.G., Turunen E.* EISCAT UHF radar measurements and numerical simulation of electron density variations induced by heating of the D- and E-regions: preprint PGI, Apatity: KSC RAS, 1997. 14 p.
28. *Зарницкий Ю.Ф.* Построение 2-D численной модели авроральных неоднородностей I типа // Распространение радиоволн в возмущенной ионосфере / отв. ред. Н.А. Горохов. Апатиты: Изд. КНЦ АН СССР, 1989, С. 76-89.
29. *Власков В.А., Мингалев В.С., Мизун Ю.Г., Уваров В.М.* Решение уравнения баланса ионизации для условий авроральной ионосферы // *Исследования по геомагнетизму и аэронавигации авроральной зоны* / отв. ред. Б.Е. Брюнелли. Л.: Наука, 1973. С.169-186.
30. *Власков В.А., Мизун Ю.Г., Мингалев В.С., Мингалева Г.И., Парфенова Т.А.* Математическое моделирование процессов в полярной ионосфере // *Вопросы физики высокоширотной ионосферы* / отв. ред. Б.Е. Брюнелли. Л.: Наука, 1976. С. 3-20.
31. *Кривилев В.Н., Мингалев В.С., Сырникова Т.В., Мингалева Г.И.* Поведение полярной ионосферы во время вторжения авроральных протонов и электронов // Математическое моделирование комплексных процессов / отв. ред. В.С. Мингалев. Апатиты: Изд. КФАН СССР, 1982. С. 74-83.
32. *Кривилев В.Н., Мингалев В.С., Буянова Т.В., Мингалева Г.И.* Моделирование ионосферных эффектов воздействия авроральных протонов // *Численные модели динамических процессов* / отв. ред. В.С. Мингалев. Апатиты: Изд. КФАН СССР, 1984. С. 52-58.
33. *Аладьев Г.А., Мингалев В.С.* Влияние нестационарных

изменений параметров термосферы на распределение ионов в высокоширотной ионосфере // Высокоширотная ионосфера и магнитосферно-ионосферные связи / отв. ред. Ю.Г. Мизун. Апатиты: Изд. КФАН СССР, 1986. С. 92-100. 34. *Mingalev V.S., Orlova M.I., Kirillov A.S., Aladjev G.A., Mingaleva G.I.* The collision absorption of HF radio waves along a high-latitude route // *Physics of Auroral Phenomena. Proc. XXI Annual Seminar.* Apatity: KSC RAS, 1998. P. 83-86. 35. *Лукичева Т.Н., Мингалев В.С.* Влияние возмущений термосферного ветра на E- и F1-области высокоширотной ночной ионосферы // *Геомагнетизм и аэрномия*, 2000. Т. 40. № 3. С. 86-93. 36. *Мизун Ю.Г., Вайнштейн Е.А., Медведев М.Ю., Сергеева Н.Г.* Решение нестационарного уравнения непрерывности для условий ионосферных возмущений // *Морфология и физика полярной ионосферы* / отв. ред. С.И. Исаев. Л.: Наука, 1971. С. 98-108. 37. Мингалев В.С., Лукичева Т.Н. Моделирование полярной ионосферы на уровне системы нестационарных пространственно двухмерных уравнений // *Распределение электронов и физические процессы в полярной ионосфере* / отв. ред. Ю.Г. Мизун. Апатиты: Изд. КФАН СССР, 1981. С. 108-122. 38. *Аладьев Г.А., Мингалев В.С.* О роли электрических полей в формировании главного ионосферного провала // *Геомагнетизм и аэрномия*, 1986. Т. 26, № 1. С. 69-74. 39. *Мингалева Г.И., Мингалев В.С.* Моделирование модификации ночного высокоширотного F-слоя мощными КВ радиоволнами // *Геомагнетизм и аэрномия*, 2003. Т. 43. № 6. С. 816-825. 40. *Mingaleva G.I., Mingalev V.S., Mingalev I. V.* Simulation study of the high-latitude F-layer modification by powerful HF waves with different frequencies for autumn conditions // *Annal. Geophys.*, 2003, Vol. 21, № 8. P. 1827-1839. 41. *Власков В.А., Мингалев В.С., Мингалева Г.И., Мизун Ю.Г., Парфенова Т.А.* Моделирование горизонтальной структуры полярной ионосферы // *Моделирование физических процессов в полярной ионосфере* / отв. ред. О.М. Распопов. Апатиты: Изд. КФАН СССР, 1979. С. 43-55. 42. *Мингалева Г.И., Сырникова Т.В., Мингалев В.С., Власков В.А., Мизун Ю.Г.* Влияние конвекции на температурный режим полярной ионосферы // *Геомагнетизм и аэрномия*, 1982. Т. 22, № 3, С. 512-515. 43. *Мингалева Г.И., Мингалев В.С.* Трехмерная математическая модель полярной и субавроральной ионосферы // *Моделирование процессов в верхней полярной атмосфере* / отв. ред. В. Е. Иванов. Мурманск: Изд. Север, 1998. С. 251-265. 44. *Mingaleva G.I., Kirillov A.S., Aladjev G.A., Mingalev V.S.* Modeling of the spatial structure of the high-latitude ionosphere at levels of D-, E-, and F-regions // *Physics of Auroral Phenomena. Proc. XXIII Annual Seminar.* Apatity: KSC RAS, 2001. P. 57-60. 45. *Намгаладзе А.А., Кореньков Ю.Н., Клименко В.В., Карпов И.В., Бессараб Ф.С., Суроткин В.А., Глуценко Т.А., Наумова Н.М.* Глобальная численная модель термосферы, ионосферы и протоносферы Земли // *Геомагнетизм и аэрномия*, 1990. Т. 30, № 4, С. 612-619. 46. *Барболина Э.В., Качала В.В., Мартыненко О.В., Намгаладзе А.Н.* Глобальное моделирование геофизических процессов на персональной ЭВМ (комплекс Glomo): препринт ПГИ-93-01-93. Апатиты: Изд. КНЦ РАН, 1993. 28 с. 47. *Намгаладзе А.А., Мартыненко О.В., Намгаладзе А.Н.* Глобальная модель верхней атмосферы с переменным шагом интегрирования по широте // *Геомагнетизм и аэрномия*, 1996. Т. 36. № 2. С. 89-95. 48. *Волков М.А., Намгаладзе А.А.* Модельные расчеты продольных токов и электрических полей во время взрывной фазы суббури // *Геомагнетизм и аэрномия*, 1996, т. 36, №4, с. 38-44. 49. *Намгаладзе А.А., Мартыненко О.В., Волков М.А., Намгаладзе А.Н., Юрик Р.Ю.* Математическое моделирование крупномасштабных возмущений верхней атмосферы Земли // *Моделирование процессов в верхней полярной атмосфере* / отв. ред. В. Е. Иванов. Мурманск: Изд. Север, (в надзаг.: ПГИ КНЦ РАН), 1998. С. 167-250. 50. *Ларин В.Ф.* Численное моделирование функции распределения электронов и кинетических коэффициентов слабоионизованной молекулярной плазмы, находящейся в переменном электрическом поле: препринт ПГИ-86-08-52. Апатиты: Изд. КФАН СССР, 1986. 24 с. 51. *Терещенко В.Д.* Функция распределения авроральных ионов в F-области ионосферы // *Радиофизические исследования высокоширотной ионосферы* / отв. ред. Е.Д. Терещенко. Апатиты: Изд. КНЦ РАН, 1994. С. 6-23. 52. *Мингалев О.В., Мингалева Г.И., Мельник М.Н., Мингалев В.С.* Численное моделирование поведения сверхмелкомасштабных неоднородностей в слое F ионосферы // *Геомагнетизм и аэрномия*, 2010. Т. 50. № 5. С. 671-682.

Сведения об авторах

Мингалев Виктор Степанович – д.ф.-м.н., проф., заведующий сектором ПГИ,
e-mail: mingalev@pgia.ru;

Мингалева Галина Иосифовна – к.ф.-м.н., доц., старший научный сотрудник ПГИ,
e-mail: mingalev@pgia.ru.

МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ОЦЕНКИ ДОБРОТНОСТИ ГЛОБАЛЬНОГО РЕЗОНАТОРА ЗЕМЛЯ-ИОНОСФЕРА НА ОСНОВЕ ФУРЬЕ -РАЗЛОЖЕНИЙ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВОЙСТВ РЕЗОНАТОРА ПО ВСПЛЕСКАМ Q-ТИПА

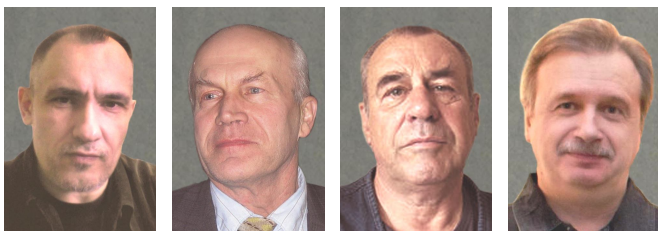
В.В. Пчелкин, М.И. Белоглазов, А.Н. Васильев, А.И. Воронин
Полярный геофизический институт КНЦ РАН

Аннотация

Рассматриваются методические аспекты оценок свойств глобального резонатора Земля-ионосфера с применением Фурье-анализа. Показано, что неоднозначное решение проблемы выбора аппроксимирующей спектр функции и проблемы учета фона, а также возможная изрезанность спектра могут приводить к значительной разнице в оценках добротности резонатора. Предлагается методика оценки добротности контура по всплескам Q-типа. Суть метода сводится к наложению нормированных всплесков друг на друга и определению по форме амплитудного квазиэкспоненциального спада коэффициента затухания и по нему – добротности. Полученные данным методом значения сравниваются со значениями, рассчитанными традиционным способом, и с оценками, известными из мировой литературы. Проведенное тестирование предлагаемой методики для выбранного интервала времени дало значение добротности около 3,6, при этом оценки добротности для этого же интервала, основанные на разложении Фурье, дают значения, лежащие в диапазоне 3,3 до 4,3 (разброс обусловлен неоднозначностью аппроксимации спектра и, возможно, изрезанностью спектра). Показано, что всплески Q-типа позволяют проводить оценки частоты первого шумановского резонанса, однако точность таких оценок ниже точности оценок, получаемых с применением анализа Фурье.

Ключевые слова:

методические аспекты, резонатор, Земля-Ионосфера, Фурье-анализ, добротность резонатора, всплески Q-типа, коэффициент затухания, первый Шумановский резонанс.



Введение

Резонансная структура полости, ограниченной Землей и ионосферой, впервые описанная Шуманом, в своих количественных характеристиках отличалась от результатов экспериментальных наблюдений. Более адекватные модели с двухслойной и экспоненциальными профилями проводимости позволили приблизить предсказания теории к эксперименту. Зависимости постоянного распространения основной волны и волн высшего порядка в полости от параметров верхней атмосферы однозначны, что создает возможность проверки положений, закладываемых в разные модели на основе сравнения с характеристиками глобального резонатора, полученными из эксперимента.

Но, при этом, как показывает изучение литературы по вопросу, наблюдается сильный разброс приводимых экспериментальных оценок добротности контура Земля – ионосфера у разных исследователей – от 3.5. до 5.8 [1-7]. В чем могут заключаться возможные причины этого факта?

В традиционно применяемом способе экспериментальной оценки оцифрованный сигнал раскладывается в ряд Фурье. Добротность n – резонанса определяется как отношение центральной частоты резонансного пика в спектре шумов к его ширине на уровне половины мощности [6]. При всей прозрачности идеи метода, как показывает внимательное знакомство с проблемой, остаются нерешенными многие методические аспекты. В настоящей работе мы попытались проанализировать трудности традиционной техники и оценить последствия, к которым они могут привести.

В качестве альтернативного способа оценки мы рассмотрели Q-всплеск (рис. 1), впервые описанный в работе [8], и, в дальнейшем, выделявшийся многими исследователями в качестве значимого морфологического элемента экспериментального ряда [6, 7, 9, 10]. Как видно из рисунка, он представляет собой относительно упорядоченную волноформу с закономерным уменьшением амплитуды по квазиэкспоненциальному типу. Следует также отметить, что всплески Q-типа – резонансное явление.

Вероятность их обнаружения, как показывают результаты поиска в экспериментальных рядах, падает с удалением от резонансной частоты первой моды колебаний (рис. 2).

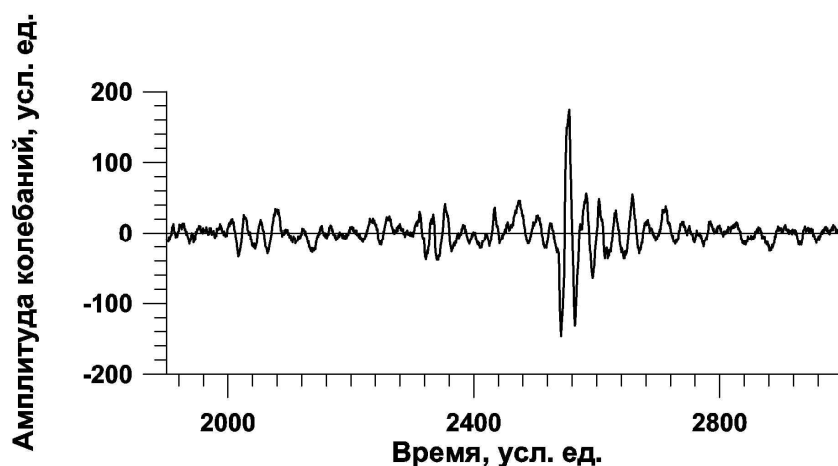


Рис. 1. Образец записи магнитных измерений, содержащий фрагменты квазипериодических колебаний и всплеск Q-типа

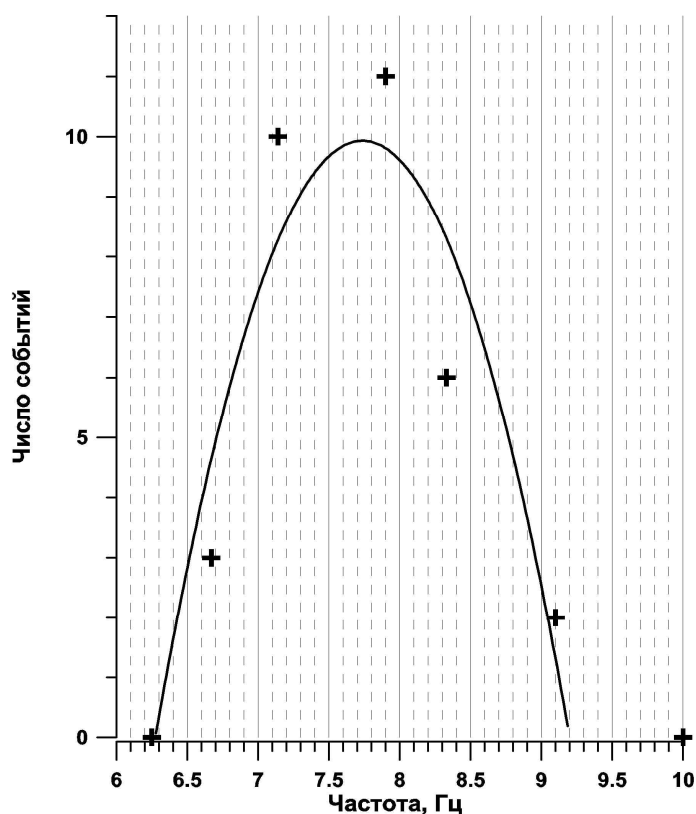


Рис. 2. Частота обнаружения всплесков Q-типа в зависимости от положения частотного окна выбора

Отмеченные особенности приводят к естественной мысли оценить свойства глобального резонатора по данным событиям. Речь идет о резонансной частоте, коэффициенте затухания и добротности. Эта идея, в частности, высказывалась в [7, 11]. Однако наш анализ не выявил ее успешных реализаций.

Возможной причиной этого является относительная редкость таких событий и, соответственно, трудность ручного отбора в больших объемах экспериментальных данных. Разработанный нами алгоритм машинного распознавания таких событий позволил преодолеть эту проблему и показал, что Q-всплески – достаточно регулярный материал для альтернативной оценки свойств резонансной полости.

К сказанному отметим также, что мощные всплески удавалось обнаруживать даже во время магнитосферных возмущений, в то время как последние, «размывая» резонансные пики затрудняли оценку добротности, основанную на Фурье – анализе.

В настоящей работе приводится подробное описание предлагаемой техники оценки свойств резонатора по всплескам Q-типа. Полученные значения сравниваются со значениями, рассчитанными традиционным методом.

Методические аспекты определения характеристик глобального резонатора на основе Фурье – анализа

Рассмотрим подробно возможные причины разброса оценок добротности резонатора Земля – ионосфера, существующие в литературе.

Во-первых, разумеется, существует временная изменчивость характеристики, связанная с изменением условий распространения волн в резонансной полости. О степени этой изменчивости можно судить по графикам, иллюстрирующим результаты расчетов добротностей (и резонансных частот) четырех резонансных мод, выполненных учеными Томского университета и выводимым в реальном режиме времени в Интернет [5].

Во-вторых, несмотря на прозрачность традиционной схемы в целом, не решены на теоретическом уровне некоторые принципиально важные методические моменты применяемой техники обработки сигнала. Выделим среди них проблемы аппроксимации спектра, проблему учета шумового фона и вопросы, связанные с возможным расщеплением спектра.

Проблемы аппроксимации

Сильная изрезанность спектра, даже усредненного за достаточно большой промежуток времени, и довольно высокий уровень шумов (в ряде случаев) не позволяют уверенно определять и ширину кривой на половине высоты и положение вершины. Стандартным выходом является применение эмпирической зависимости, сглаживающей экспериментальный ряд. Для этих целей могут применяться разные кривые, например, – полиномы, кривая Гаусса, кривая Лоренца или сумма Лоренциана и наклонной прямой, описывающей фон (работа [12]). На рис. 3 представлены результаты некоторых аппроксимаций первого резонансного максимума спектра выбранного фрагмента данных (200–герцовой оцифровки). Рассмотрим вопрос подробнее.

а) полиномы (в частности – парабола). При достаточно высокой степени полиномы дают неплохую аппроксимацию экспериментального ряда (с точки зрения критерия Лежандра). Парабола здесь «показывает» наихудший результат, но уверенно позволяет определить резонансную частоту, что, в совокупности с фактором простоты вычислений, делает иногда обоснованным ее применение. Добротность, вычисленная при аппроксимации параболой, характеризуется большим разбросом значений. Для случая, показанного на рис. 3 (а) – от 2.6 до 4.3 – в зависимости от числа экспериментальных точек. Поэтому степень полинома следует выбирать больше чем 2.

б) функция Гаусса:

$$A^2 = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-(v-v_{рез})^2/2\sigma^2}$$

Для выбранного фрагмента дает значения добротности в интервале от 3.4 до 3.8

в) кривая Лоренца. Предложена для описания резонансного пика в работе [1] авторами, которые первыми экспериментально обнаружили шумановские резонансы.

$$A^2 = \frac{a}{1 + \left(\frac{v - v_{рез}}{v_{рез} / 2Q} \right)^2}$$

Для выбранного фрагмента использование функции Лоренца дает значения от 4.0 до 4.3)

г) Нам представляется, что наиболее теоретически обоснованным явилось бы применение классической резонансной кривой вида:

$$A^2 = \frac{1}{(\omega^2 + \beta^2 - \Omega^2)^2 + 4\beta^2\Omega^2}$$

(β – коэффициент затухания, $\Omega = 2\pi\nu$ – круговая частота, ω – круговая резонансная частота колебательной системы с затуханием в отсутствие вынуждающей силы, $\sqrt{\omega^2 + \beta^2}$ – круговая

частота колебаний, установившихся в системе с затуханием в результате действия внешней периодической силы).

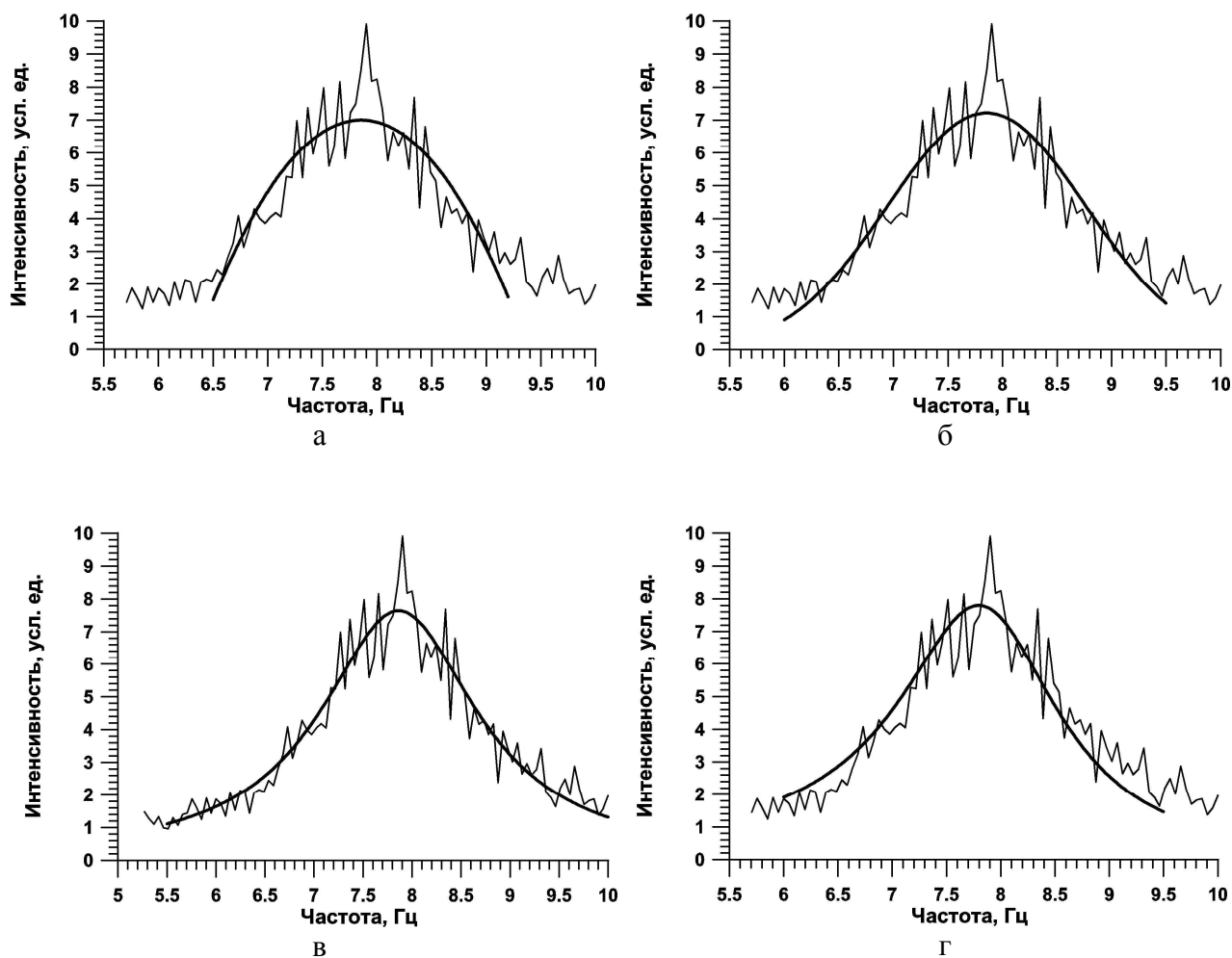


Рис. 3. Аппроксимации первого резонансного максимума спектра мощности различными кривыми: а) парабола; б) функция Гаусса; в) функция Лоренца; г) резонансная кривая

Напомним, что добротность в литературе определена как отношение резонансной частоты к ширине максимума на половине высоты именно для резонансной кривой, которая описывает изменение квадрата амплитуды вынужденных колебаний в колебательной диссипативной системе в зависимости от частоты вынуждающей силы. И именно для нее вычислена ширина на половине высоты и доказан тезис о том, что в системе со слабым затуханием добротность равна отношению запасенной в системе энергии к убыли энергии за один условный период. Можно показать, что при слабом затухании ширина максимума на половине высоты мощности равна удвоенному коэффициенту затухания.

Оценка добротности по резонансной кривой дает величины 4.0 – 4.3.

Таким образом, даже если исключить из рассмотрения парабола, применение различных кривых для рассмотренного фрагмента, несмотря на удовлетворительную аппроксимацию, дает разные оценки полуширины и, соответственно, добротности для выбранного фрагмента – от 3.3 до 4.3.

Возможное расщепление резонансных частот

Многие авторы указывают на возможность расщепления первой резонансной частоты. В качестве причин отмечаются гиротропность верхней стенки резонатора (в результате наличия магнитного поля) и космические источники возбуждения колебаний в полости (обзор в [6]). В работах [13, 14] авторы приводят анализ экспериментальных данных, получая в результате аргументы в пользу расщепления линий спектра. Понятно, что эти аргументы сильно осложняют определение ширины резонансного максимума на половине его высоты по разложению в ряд Фурье.

Учет шумового фона

Отдельно стоит проблема шумового фона. В работе [12] предлагается вычитать фон, описывая его линейной зависимостью. Однако нерешенным остается количественный вопрос о том, что в диапазоне первого мода считать собственно колебаниями полости, а что – фоном.

Методика оценки добротности по Q-всплескам

Разработанная нами техника заключалась в следующем. Был составлен алгоритм поиска всплесков Q-типа и осуществлена машинная его реализация. В дальнейшем выполнялась ручная коррекция отобранного материала (отметим, что при задании достаточно жестких условий машинного отбора ручная коррекция вообще не требовалась). Выделенные цуги нормировались по амплитуде и накладывались друг на друга (модуль горизонтальной составляющей). Результат наложения представлял собой некоторый усредненный всплеск Q-типа (рис. 4 показывает образец такого обобщенного всплеска) с закономерным снижением амплитуды колебаний по экспоненциальному типу. На заключительном этапе огибающая обобщенного всплеска описывалась эмпирической экспоненциальной зависимостью, коэффициент которой определялся методом наименьших квадратов. По найденному коэффициенту затухания и вычислялась добротность.

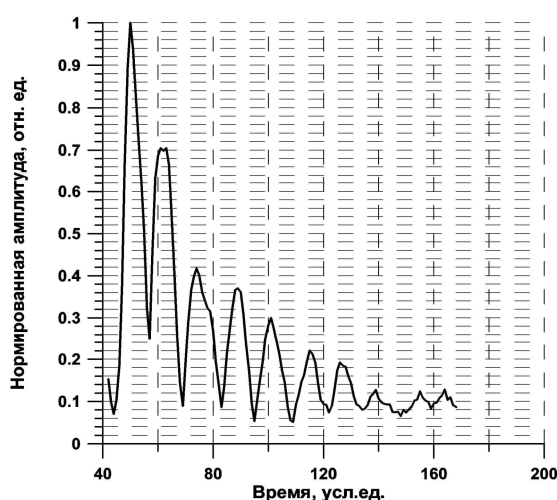


Рис. 4. «Средний» всплеск Q-типа, полученный методом наложения нормированных по амплитуде (модулю вектора магнитной индукции колебаний) всплесков этого типа, отобранных из фрагмента экспериментального ряда данных

Для примера приведем результаты оценки добротности, полученные для рассмотренного выше 2-х часового фрагмента. В этом фрагменте были отобраны семь всплесков Q-типа, рассчитан коэффициент затухания и по нему, соответственно, определено значение добротности:

$$Q=3.6$$

при этом рассчитанная формально средняя квадратическая ошибка равнялась:

$$\delta=0.5$$

Отметим, что в расчете мы учитывали лишь первые два-три квазипериода всплесков, что на наш взгляд, уменьшает ошибку оценки, так как экспоненциальная зависимость стремится к нулю, а огибающая цугов выходит на уровень фона.

Смысл слов «формально рассчитанная» заключается в том, что критерии отбора цугов имеют качественный характер, и, поэтому сложно вообще судить о том, что считать цугом, а что – нет. Например, при задании более жестких условий отбора число найденных событий уменьшается (правда, и разброс рассчитанных по отдельным всплескам значений добротности уменьшается тоже). Тем не менее, рассчитываемые значения добротности и резонансной частоты оказались достаточно устойчивыми по отношению к изменению условий выборки Q-всплесков. Этот факт подтвердил законность приводимого способа оценки.

Отметим в заключение, что в приведенных оценках добротности, на наш взгляд, речь может идти лишь о двух значащих цифрах, а не о трех (на чем настаивают некоторые исследователи).

Об оценке резонансной частоты по Q-всплескам

Оценка резонансной частоты первой моды колебаний возможна двумя способами. Так как частота нахождения Q-всплесков (как было показано нами) увеличивается с приближением к частоте первого шумановского резонанса, то первый подход заключается в прямой оценке положения максимума кривой, показанной на рисунке 2.

Второй основан на построении функций распределения квазипериодов (или соответствующих частот) отобранных Q-всплесков. Отметим, что хоть эти функции распределения и зависят, в определенной степени, от положения частотного окна выбора (его средней частоты, в первую очередь), но, как показывают расчеты, вблизи резонансной частоты можно найти интервал положения частотного окна отбора, в котором отмечается довольно устойчивое положение максимума распределения, что делает метод жизнеспособным (рис. 5).

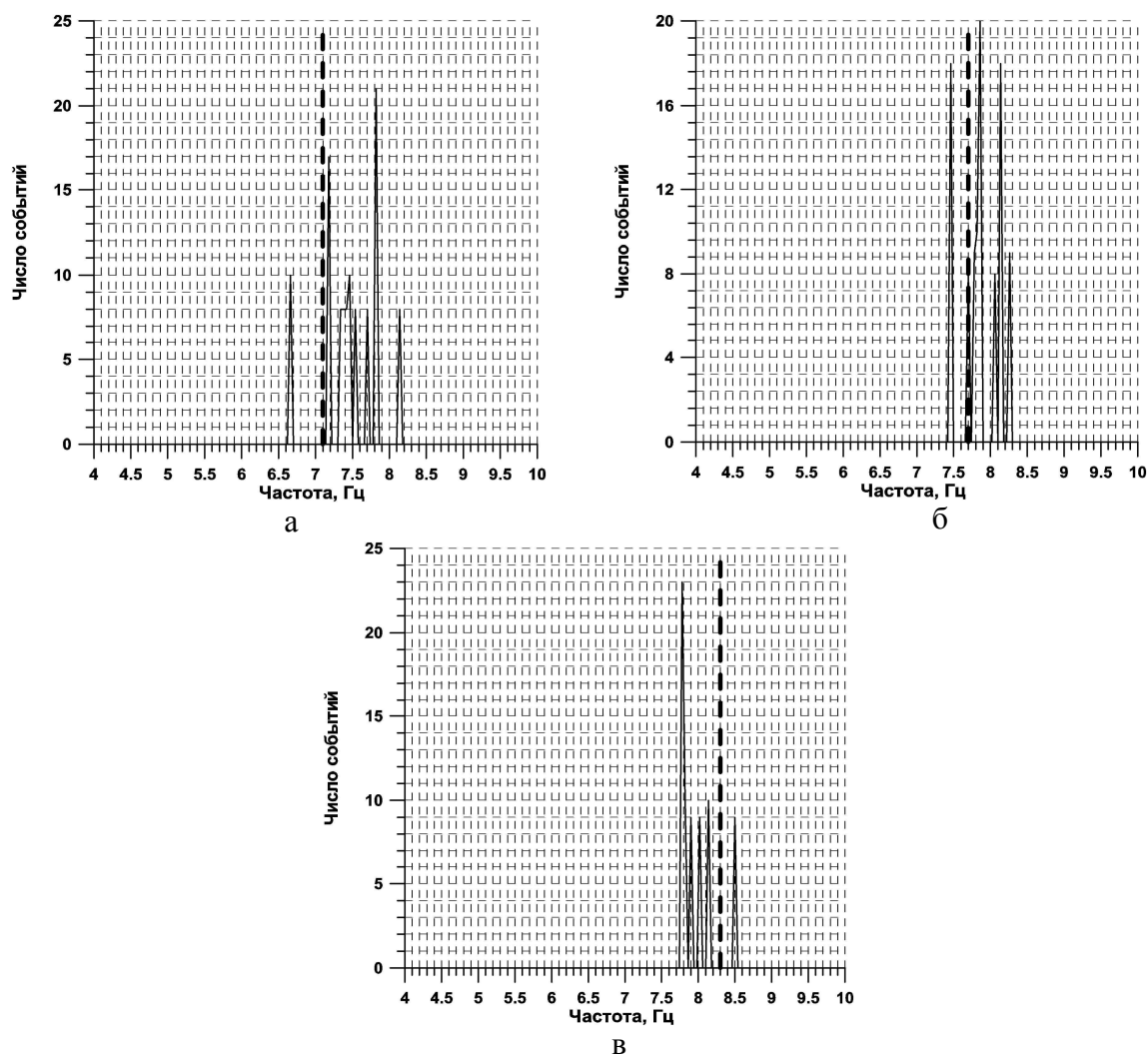


Рис. 5. Иллюстрация относительной устойчивости максимума функции распределения частот Q-всплесков по отношению к средней частоте окна выбора событий (показана штриховой линией)

Однако отметим, что по сравнению со стандартным способом оценки частоты первого шумановского мода на основе Фурье анализа, изучение Q-всплесков дает менее точные оценки пиковой частоты. Причиной тому является, в первую очередь, относительная редкость всплесков.

Выводы

- Рассмотрены методические аспекты оценки свойств глобального резонатора Земля-ионосфера с применением Фурье-анализа. Показано, что неоднозначное решение проблемы выбора аппроксимирующей спектр функции и проблемы учета фона, а также возможная изрезанность спектра могут приводить к значительной разнице в оценках добротности резонатора;

- предложена методика оценки добротности по всплескам Q-типа. Разработанный и реализованный алгоритм машинного отбора всплесков делает их достаточно регулярным материалом для оценок. Суть метода сводится к наложению нормированных всплесков друг на друга и определению по форме амплитудного квазиэкспоненциального спада коэффициента затухания и по нему – добротности;

- проведено тестирование предлагаемой методики для выбранного интервала времени – оценки дали значение добротности около 3.6. Оценки добротности для выбранного интервала времени, основанные на разложении Фурье, дают значения, лежащие в диапазоне 3.3 до 4.3. Данный разброс может быть обусловлен как изрезанностью энергетического спектра, так и нерешенностью ряда методических вопросов, связанных с аппроксимацией экспериментального ряда;

- показано, что всплески Q-типа позволяют проводить оценки частоты первого шумановского резонанса. Однако точность таких оценок ниже оценок, получаемых с применением анализа Фурье. Основной причиной этого является относительная редкость событий данного типа.

Работа выполнена при поддержке Программой ОФН РАН №11 "Электродинамика атмосферы, радиофизические методы исследований атмосферных процессов" (проект № 4.5 "Атмосферное электричество в нижней атмосфере полярных широт").

ЛИТЕРАТУРА

1. *Balsler and Wagner C.A.* Observations of Earth-Ionosphere Cavity Resonances // *Nature*, Nov. 19, 1960, P. 640-641.
2. *Balsler and Wagner C.A.* On Frequency Variations of the Earth-Ionosphere Cavity modes // *JGR*, Vol. 67, № 10, Sept. 1962, P. 4081-4083. 3. *Ogawa T., Kozai K., Kawamoto H., Yasuhara M., Huzita A.* Schumann resonances observed with a balloon in the stratosphere // *JATP*. 1979. Vol. 41, P. 135-142. 4. *Sentman D.D.* Schumann resonance spectra in a two-scale-height Earth-ionosphere cavity // *JGR*. 1996. Vol. 101. № D5, P. 9479-9487. April 27. 5. Сайт Томского университета. Режим доступа: <http://sosrff.tsu.ru/srq.html> 6. *Блюих П.В., Николаенко А.С., Филиппов Ю.В.* Глобальные электромагнитные резонансы в полости земля-ионосфера // Киев, Наукова думка, 1977. 7. *Крылов С.М., Владимиров Н.П.* Некоторые характеристики электромагнитных резонансов полости Земля-ионосфера // *Геомагнитные исследования*. 1967. № 9. С. 80-88. 8. *Ogawa T., Tanaka Y., Fraser-Smith A.C., Gendrin R.* Worldwide Simultaneity of a Q-Type ELF Burst in the Schumann Resonance Frequency Range // *J. of Geomagnetism and Geoelectricity*. 1967. Vol. 19, № 4, P. 377-384, 9. *Александров М.С. и др.* Флуктуации электромагнитного поля Земли в диапазоне СНЧ // Коллективная монография. М.: Наука, 1972, С. 1-100. 10. *Lones D.L., Kemp D.T.* The Nature and Average Magnitude of the Sources of Transient Excitation of Schumann Resonances // *JATP*. 1971. 33. P. 557-566. 11. *Ogawa T., Tanaka Y., Miura T., Yasuhara M.* Observations of Natural ELF and VLF Electromagnetic Noises by using Ball Antennas // *J. of Geomagnetism and Geoelectricity*. 1966. Vol. 18, № 4, P. 443-454, 12. *Ролдугин В.К., Белоглазов М.И.* Амплитуда шумановского резонанса во время Форбуш-эффекта // *Геом. и Аэр.* 2006. Т. 48, № 6, С. 1-7. 13. *Egeland A., Larsen T.R.* Fine Structure of the Earth – Ionosphere Cavity Resonances // *JGR*. 1968. 73. P. 4986. 14. *Бормотов В.Н., Лазебный Б.В., Шульга В.Ф.* Экспериментальное наблюдение расщепления первого мода шумановских резонансов // *Геомагнетизм и аэрономия*. 1973. № 2. Т. XIII. С. 296-301.

Сведения об авторах

Пчелкин Владимир Викторович – научный сотрудник, e-mail: pchelkin@pgia.ru

Белоглазов Михаил Иванович – к.т.н., зав. лабораторией, e-mail: blgz@pgia.ru

Васильев Алексей Николаевич – к.ф.-м.н., зав. сектором, e-mail: vasilyev@pgia.ru

Воронин Алексей Иванович – ведущий электроник, e-mail: voronin@pgia.ru

ГЕНЕРАЦИЯ ОНЧ-ЭМИССИЙ НА ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ФАЗЕ СУББУРИ И ДИНАМИКА СИЯНИЙ НА СЕВЕРНОЙ КРОМКЕ АВРОРАЛЬНОГО ОВАЛА

И.А. Корнилов, Т.А. Корнилова

Полярный геофизический институт КНЦ РАН

Аннотация

Исследовано около 100 брейкапов различных типов и интенсивностей на основе данных обс. Ловозеро. Анализировались магнитные пульсации в различных частотных диапазонах, ОНЧ-эмиссии и авроральная активность с использованием телевизионных данных. Обнаружено, что магнитные пульсации во всех частотных диапазонах отстают от момента брейкапа на 0.5-2.0 мин., а вспышки ОНЧ-эмиссии типа широкополосных шипений малой интенсивности опережают брейкап на 3-10 мин. Опережающие брейкап шипения соответствуют слабым авроральным формам к северу от предбрейкаповой дуги.

Ключевые слова:

суббурия, авроральный брейкап, геомагнитные пульсации, ОНЧ-излучение.



Введение

Связь различных типов ОНЧ эмиссий с полярными сияниями детально исследовалась во многих работах еще с начала 1950-х гг. [1, 2]. Детальное сопоставление телевизионных и ОНЧ данных с высоким временным разрешением и точной временной привязкой [3] показало, что вспышки ОНЧ-шипений (хисс) длительностью 0.1-1.0 с с точностью не хуже 10 миллисекунд совпадают с появлением длинных и тонких авроральных лучей с размерами 1-10 км поперек магнитного поля. Автор высказывает гипотезу о возможности ускорения вызывающих лучи электронов над ионосферой на высотах более 5000 км. В работе [4] также высказывается предположение, что ускорение таких электронов вызывается интенсивным продольным электрическим полем, генерируемым в ионосфере во время брейкапа в результате развития аномального сопротивления. Статистические исследования на большом материале показали [5], что во время слабых авроральных активизаций типа псевдобрейкапов_продольные токи на порядок менее интенсивны, чем во время брейкапа. Аналогичное сравнение брейкапов и псевдобрейкапов с точки зрения генерации во время этих явлений ОНЧ-хисса [6] также выявило, что интенсивность хисса во время брейкапов гораздо выше. Ракетные измерения ОНЧ-эмиссий совместно с детектированием высыпавшихся электронов на высотах 100-200 км [7] показали, что хисс является вполне характерным признаком яркой лучистой дуги, причем корреляция интенсивности хисса с потоками высокоэнергичных (более 2-3 кэВ) электронов гораздо лучше, чем с потоками низкоэнергичных (200-700 эВ). В результате семилетних (1976 - 1983) исследований ОНЧ-эмиссий на спутнике 347 ISIS-VLF совместно с измерениями потоков и спектров высыпавшихся электронов [8] было показано, что хисс хорошо коррелирует с высыпаниями электронов типа inverted-V.

Аппаратура и методика обработки данных

В обсерватории ПГИ Ловозеро (исправленные геомагнитные координаты 67.97° N, 114.49° E) с 1998 г. осуществляется постоянная цифровая регистрация вариаций магнитного поля (H, D, Z компоненты, динамический диапазон 4000 нТл, 1 отсчет в 10 с). Также регистрируются три компоненты магнитных пульсаций, выделенные из полного сигнала полосовыми аналоговыми фильтрами в двух частотных диапазонах (5-150 с и 0.5-15 с, с частотой дискретизации 1 и 0.1 с соответственно), данные индукционного магнитометра (0.05-20 Гц) и амплитуды огибающих ОНЧ-излучений. Входной сигнал после подавления сфериков и других импульсных шумов фильтруется аналоговыми фильтрами с полосой около 20% от центральной частоты, интегрируется с постоянной времени около 10 с и цифруется с частотой дискретизации 1 отсчет в 5 с. Центральные частоты фильтров – 0.7, 1.3, 2.5, 4.0 и 6.0 кГц. Информация о яркости и динамике авроры регистрируется телевизионной камерой (аналоговая запись на видеоленту, стандартный сигнал 25 кадров в с, 625 строк в кадре) и фотометрами (эмиссии 4278, 5577 и 6300 ангстрем, цифрование 1 отсчет в с).

Телевизионные данные обрабатываются с использованием различных методов фильтрации, что позволяет выявить очень слабые вариации светимости внутри и рядом с дугой и определить момент начала аврорального брейкапа с большой точностью. Подробное описание используемой телевизионной аппаратуры и методов обработки данных представлено, например, в работе [9].

Результаты

Случай 17 февраля 2002 г.

На рис. 1 представлены наземные и спутниковые данные о развитии брейкапа 17.02.2002. На записях сети магнитометров IMAGE (рис. 1а) стрелкой отмечен момент брейкапа около 21.20 UT и указаны исправленные геомагнитные широты станций. Усиление магнитной возмущенности в 15.30 – 17.00 UT, по-видимому, соответствует брейкапу, происходившему в это время на ночной стороне. Серия телевизионных кадров телевизионной all-sky камеры в obs. Лопарская (рис. 1в), показывает некоторые характерные моменты развития брейкапа. Можно отметить появление довольно ярких авроральных структур к северу от предбрейкапной дуги (кадры 21:15:08 и 21:18:25) и перед самым моментом брейкапа возникновение слабых свечений на северной границе кадра (отмечено стрелками). Данные спутника IMAGE показаны на рисунке 1г. Можно отметить, что перед брейкапом над полуостровом Таймыр существуют авроральные структуры севернее основного овала, они исчезают после развития брейкапа, центр которого находился немного восточнее Кольского п-ова. Хорошо видно, что рассматриваемый брейкап является пространственно изолированным, т.е. сильная авроральная активность в других частях овала отсутствует.

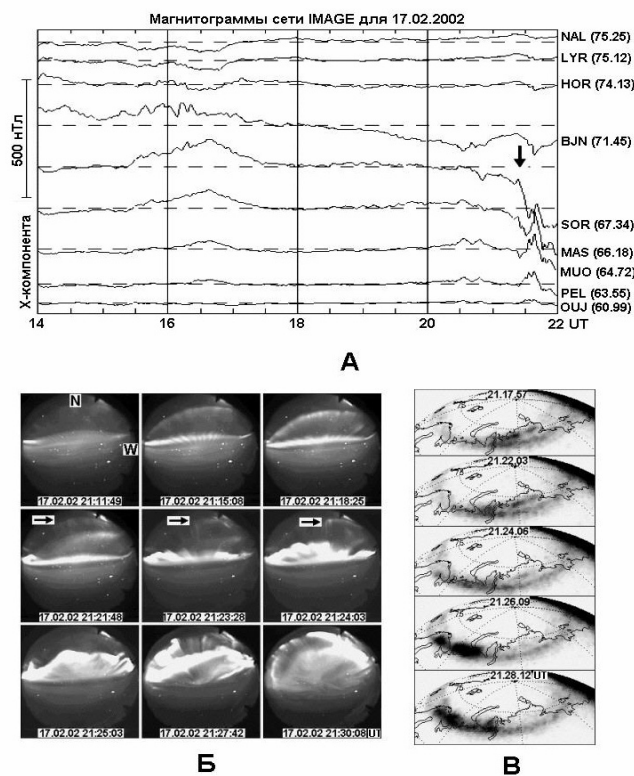


Рис. 1. Данные сети магнитометров IMAGE (а). Серия ТВ кадров для 17 февраля 2002 г. (в). Стрелки – положение слабых структур сияний к северу от предбрейкапной дуги, коррелирующих с ОНЧ-эмиссиями. Положение аврорального овала по данным спутника IMAGE (г)

На рис. 2 показаны зарегистрированные в obs. Лопарская сияния, магнитные пульсации и ОНЧ излучения. В верхней части рисунка представлены обычная (1б) и фильтрованная (1а) кеограммы сияний, построенные по оцифрованным телевизионным кадрам. Диапазон яркостей на обычной кеограмме выбран для лучшего отображения слабой предбрейкапной дуги и структур севернее нее, поэтому яркие сияния во время брейкапа воспроизводятся без пространственных деталей. Белая вертикальная линия в левой части нижней кеограммы показывает интервал, в пределах которого

элементы матрицы кеограммы суммируются (т.н. телевизионный фотометр), и результаты этого интегрирования представлены на фрагментах 2а и 2б. На них показана полная проинтегрированная в профиле кеограммы яркость сияний (2а) в произвольных единицах (телевизионная камера работает без интерференционных фильтров и, соответственно, отсутствует абсолютная калибровка чувствительности) и результат цифровой высокочастотной фильтрации яркости в диапазоне периодов примерно 10-40 с. Момент брейкапа, т.е. начало резкого изменения яркости сияний, отмечен стрелкой. Фильтрованная кеограмма (1а) хотя и искажает информацию о реальной яркости авроральных структур, хорошо выявляет тонкие пространственные детали сияний. Так, например, становятся видимыми слабые пульсирующие сияния к югу от предбрейкапной дуги, совершенно неразличимые на обычной кеограмме. Эти сияния, очевидно, вызываются энергичными электронами, инжектированными во внутреннюю магнитосферу во время предыдущего брейкапа (около 16.00 UT). К сожалению, небольшой туман, подсвечиваемый яркими сияниями брейкапа, проявляется в виде паразитных вертикальных линий на фильтрованной кеограмме, также видны движущиеся к югу неоднородности тумана в нижней части кеограммы (после 21.22 UT). Севернее пульсирующих сияний наблюдаются две медленно смещающиеся к югу дуги, из более южной дуги впоследствии развивается брейкап. Перед брейкапом (21.17 UT) севернее этих дуг появляется еще одна дуга.

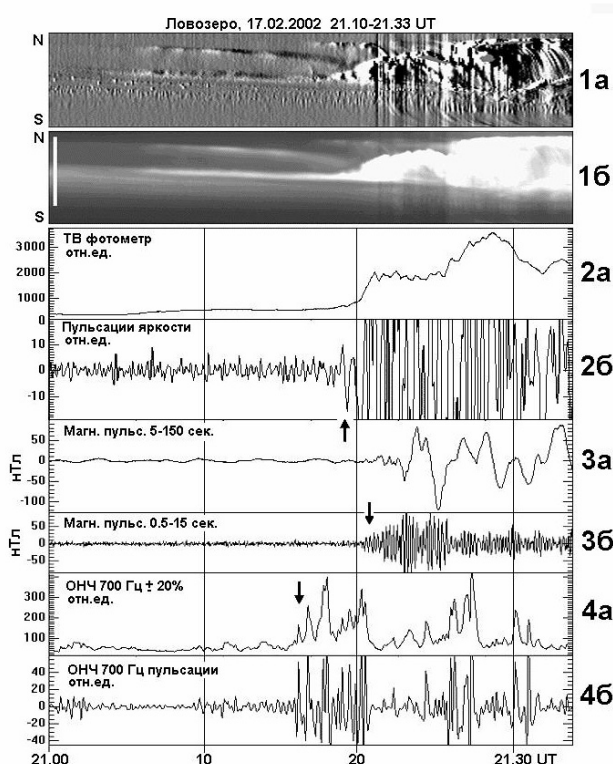


Рис. 2. Данные наблюдений в обс. Ловозеро 17 февраля 2002 г.

Обычная (1б) и фильтрованная (1а) кеограммы. Интенсивность сияний (2а) и пульсации светимости (2б). Геомагнитные пульсации в двух частотных диапазонах (3а, 3б). Интенсивность ОНЧ-эмиссий (4а) и пульсации интенсивности ОНЧ в относительных единицах (4б)

Фрагменты рис. 2 (3а и 3б) показывают магнитные пульсации (Н-компонента) в диапазонах периодов 5-150 с и 0.5-15 с соответственно. Хорошо заметна временная задержка (40-50 с) между моментом брейкапа и появлением пульсаций, эта задержка существенно больше той, что возникает в электронных полосовых фильтрах при аналоговой фильтрации, т.е. является физически реальной. Таким образом, наблюдаемые магнитные пульсации не приходят из удаленных областей магнитосферы, они, по-видимому, генерируются в ионосфере после момента брейкапа, в результате развития мощной системы горизонтальных ионосферных токов.

Фрагменты рис. 2 (4а и 4б) представляют вариации ОНЧ излучений на частоте около 700 Гц (полная интенсивность и ее высокочастотные пульсации). Аналогичные вариации наблюдаются и в других частотных каналах. К сожалению, в данном случае они были заметно искажены местными помехами, поэтому не представлены на рисунке. Таким образом, регистрируются

неструктурированные эмиссии типа широкополосных шипений (хисс). Чувствительность ОНЧ-приемника не откалибрована, поэтому шкала амплитуд представлена в произвольных единицах. Видно явное возрастание интенсивности хисса за 2-2.5 мин. перед авроральным брейкапом. “Провал” интенсивности хисса после развития брейкапа (примерно 21.20-21.25 UT) связан, как принято считать, с резким возрастанием поглощения ОНЧ излучений в возмущенной, сильно ионизированной ионосфере. Надо отметить важный факт – интенсификация хисса перед брейкапом (21.15-21.20 UT) совпадает с появлением самой северной дуги.

Случай 22 марта 2001 г.

На рис. 3 и 4 представлены данные наблюдений, аналогичных рассмотренным выше для случая 17 февраля 2002 г (рис. 1). Момент брейкапа в 19.50 UT отмечен стрелкой на данных сети магнитометров (рис. 3а). Данные спутника IMAGE и в этом случае подтверждают изолированность брейкапа, причем центр брейкапа расположен ближе к obs. Ловозеро, хотя и немного южнее. Стрелки на серии телевизионных кадров показывают появление авроральных структур севернее предбрейкаповой дуги. Эти структуры в данном случае являются довольно короткоживущими, и появляются последовательно, друг за другом. Они слабо различимы на отдельных кадрах, т.к. туман в данном случае заметно сильнее, чем в предыдущем, но хорошо выявляются на фильтрованной кеограмме (рис. 4, 1б), где также отмечены стрелками.

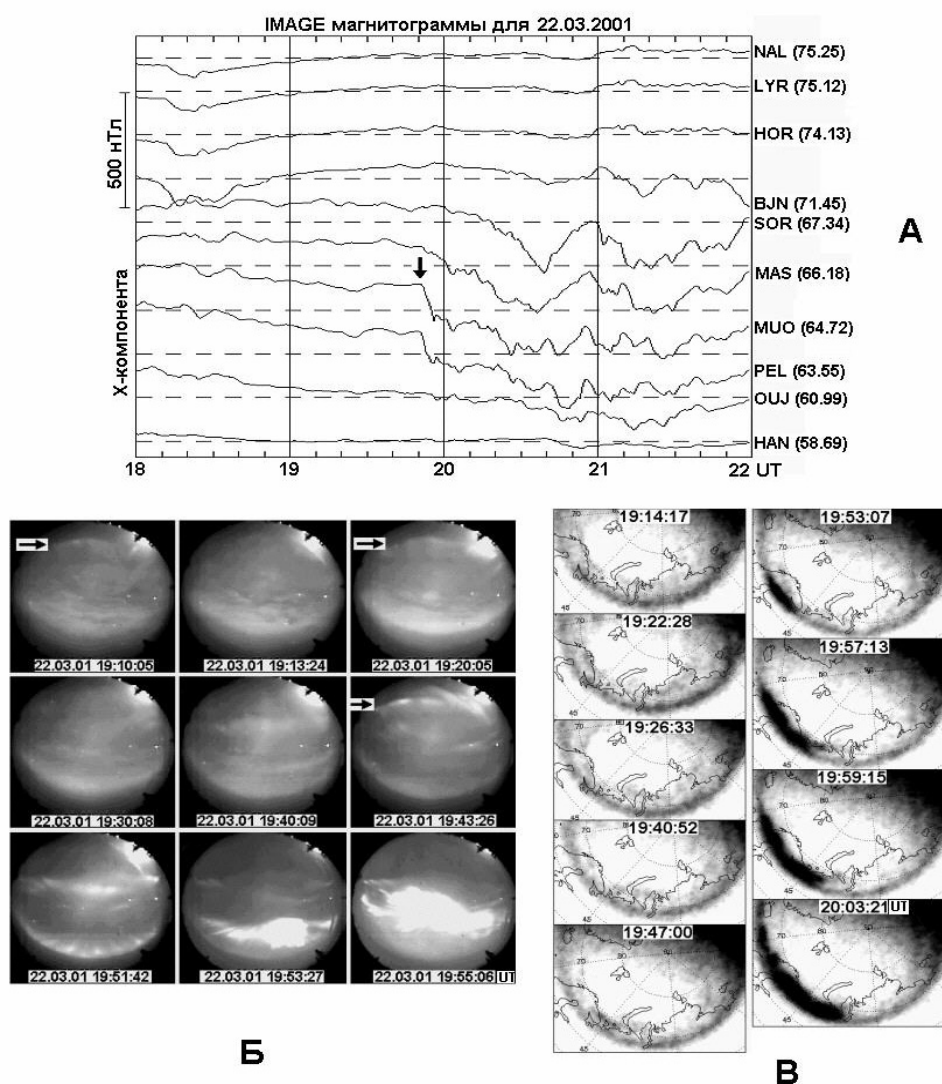


Рис. 3. Наземные и спутниковые данные для брейкапа 22 марта 2001 г. Стрелки на ТВ кадрах указывают на слабые структуры сияний, расположенные к северу от предбрейкаповой дуги, и коррелирующие с усилением ОНЧ-эмиссий

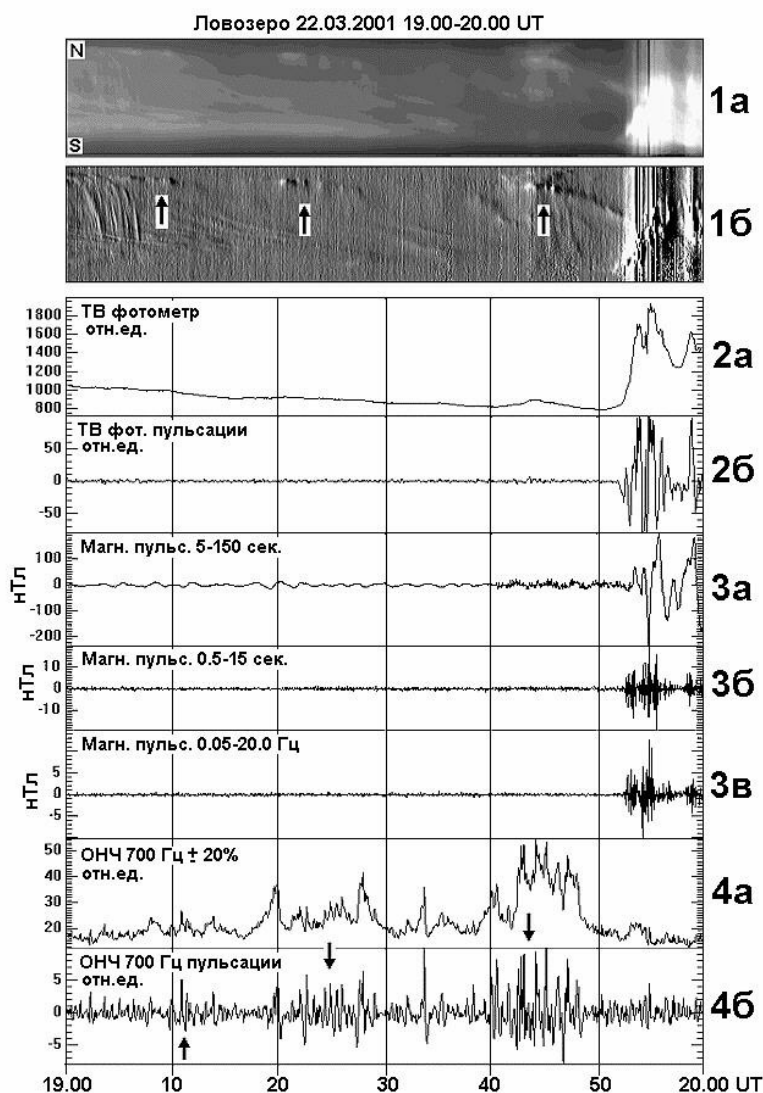


Рис. 4. Данные наблюдений брейкапа 22 марта 2001 г.

Как и на рис. 2, три момента интенсификации ОНЧ-эмиссии, хорошо коррелирующие со слабыми сияниями на севере, отмечены стрелками на фильтрованной кеограмме

После возникновения структуры медленно смещаются к югу, что видно на кеограмме, а также при просмотре фильма из анимированных кадров. ОНЧ-эмиссии (рис. 4а и 4б) много слабее, чем в событии 17.02.2002, тем не менее, их активизация перед брейкапом (19.40 UT), просматривается вполне отчетливо, а высокочастотная фильтрация (4б) выявляет явные признаки корреляции со всеми тремя авральными активизациями (19.10, 19.20 и 19.40 UT). Как и в предыдущем событии, магнитные пульсации во всех частотных диапазонах задержаны относительно момента брейкапа (рис. 4, 3а, 3б, 3в).

Случай 06 января 2008 г.

В заключение рассмотрим случай аврального брейкапа, для которого кроме авральных данных представлены также измерения магнитного поля на двух спутниках Themis A и Themis C. В верхней части рис. 5 (A1 и A2) показаны обычная и фильтрованная кеограммы, построенные по данным телевизионной камеры обс. Лопарская, момент брейкапа отмечен стрелкой. Также представлены проинтегрированная светимость сияний и ее высокочастотные пульсации (A3 и A4). В рассматриваемый интервал времени (20.30 – 21.30 UT) оба спутника находятся в плазменном слое практически на одной долготе и их проекция на ионосферу смещена на запад от Ловозера примерно на 150 км. Themis A находится на расстоянии 5.5 Re, Themis C на расстоянии 9.0 Re. Спутники регистрируют прохождение мимо них волны диполяризации, что отмечается как характерные изменения Vz компоненты магнитного поля (рис.5, B1 и B3). На основе данных о пространственном положении спутников в магнитосфере скорость волны диполяризации оценена в 50-100 км/с.

По изображениям со спутника POLAR (не представлены) центр брейкапа смещен на утреннюю сторону овала, поэтому, по-видимому, момент брейкапа в Ловозере регистрируется на кеограмме несколько позже его реального начала. Возможно, поэтому задержка магнитных пульсаций от момента брейкапа в данном случае, заметно меньше. К сожалению, очень большая интенсивность промышленных помех в Ловозере в этот день не позволила представить данные наблюдений ОНЧ излучений.

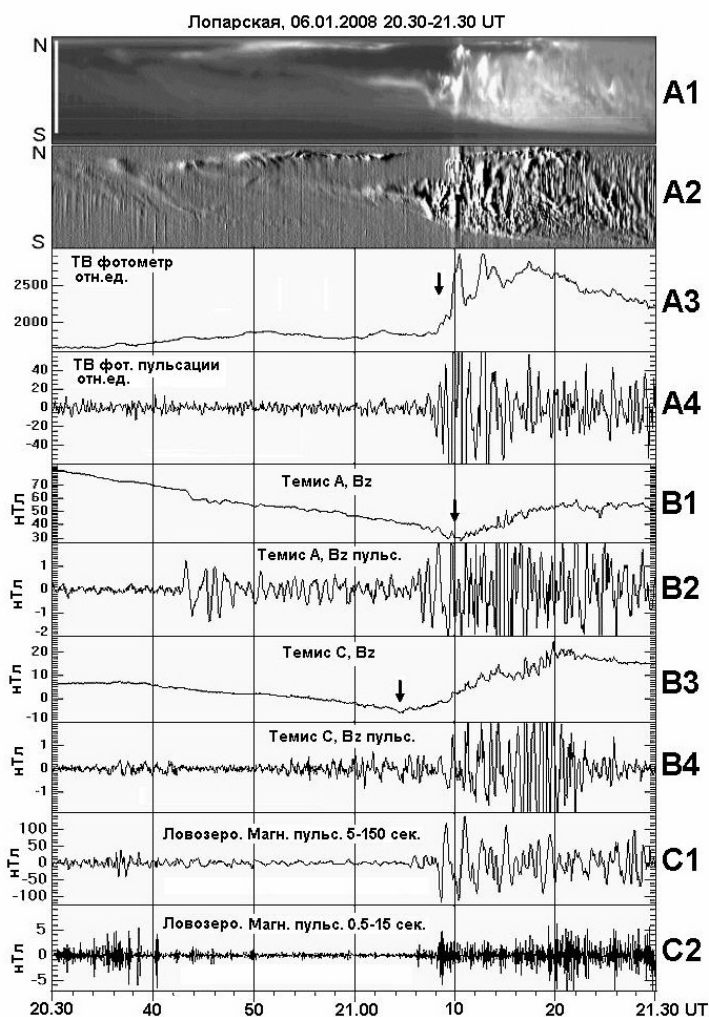


Рис. 5. Обычная (A1) и фильтрованная (A2) кеограммы развития брейкапа 06 января 2008 г. в Лопарской и данные спутников Themis A и Themis C.

Vz-компоненты магнитного поля, измеренные на спутниках (B1 и B3), и его отфильтрованные пульсирующие компоненты (B2 и B4). Магнитные пульсации, зарегистрированные в Ловозере в двух диапазонах периодов (C1, C2)

На обычной кеограмме (A1) видны две слабые авроральные структуры, появившиеся на северном горизонте в 20.35 и 20.43 UT. Вместе с их появлением возникают еще более слабые структуры, движущиеся к югу, первая с большой скоростью, вторая гораздо медленнее, они видны только на фильтрованной кеограмме (A2). Движение структур к югу отражает, по-видимому, процесс диполяризации магнитного поля. Структура, возникающая в 20.43 UT, является слабой предбрейкапной дугой. Важно отметить, что возникшая в 20.43 UT структура существует длительное время и остается на месте, даже несколько смещаясь к северу. Таким образом, процесс диполяризации, сгенерированный структурой, распространяется в сторону Земли, не затрагивая более удаленные области магнитосферы. Отметим, что момент генерации в 20.43 UT совпадает с началом магнитных пульсаций, регистрируемых спутником Themis A, а также кратковременным быстрым уменьшением Vz – компоненты магнитного поля. Также важно отметить, что северная дуга затухает перед брейкапом (21.03 UT), и усиливается снова, уже после брейкапа (см. верхнюю часть кеограммы

A1 – после 21.12 UT). Регистрируемые в Ловозере магнитные пульсации (C1 и C2) в интервал времени 20.20-20.40 UT соответствуют пульсирующим сияниям, вызванными энергичными электронами, оставшимися в магнитосфере после предыдущего брейкапа (был около 18.40 UT).

Обсуждение

Для всех анализированных брейкапов было обнаружено, что магнитные пульсации отстают от момента брейкапа на 0.5-2 мин. Это свидетельствует о том, что источник пульсаций находится в ионосфере, и они являются следствием развития генерируемой брейкапом системы горизонтальных ионосферных токов. Интерпретация ОНЧ данных более сложна ввиду сильной паразитной интерференции с различным индустриальным (линии электропередач, железные дороги) и местным электронным оборудованием (компьютеры, преобразователи напряжения и т.д.), и почти свободного распространения ОНЧ под ионосферой от авроральной активности в других областях овала. Тем не менее, по крайней мере, для 15 из 100 изученных брейкапов было обнаружено, что усиление ОНЧ-хисса определенно опережает момент брейкапа на 3-10 мин. Эти интенсификации хисса соответствуют вспышкам авроральной активности в северной части овала, и на основе анализа данных спутников Themis можно предположить, что каждая такая вспышка сопровождается процессом диполяризации магнитного поля, хотя этот процесс не всегда заканчивается брейкапом.

Генерация ОНЧ-хисса, по-видимому, связана с усилением продольного тока, что, совместно с появлением северных авроральных структур, указывает на возможность процесса пересоединения, генерируемого в магнитосфере перед брейкапом на расстояниях 15-20 Re. Анализ данных за 06.01.2008 (рис. 5, A1 и A2) позволяет предположить, что это пересоединение носит не импульсный, а квазистационарный характер, и возникает сразу после возникновения нужных условий в солнечном ветре. По-видимому, ключевым для понимания физики суббури является вопрос, почему этот процесс квазистационарного пересоединения затухает перед брейкапом, и снова усиливается после него.

Выводы

Около 100 брейкапов различных типов и интенсивностей были изучены на основе данных обс. Ловозеро. Анализировались магнитные пульсации в различных частотных диапазонах, ОНЧ-эмиссии и авроральная активность с использованием телевизионных и фотометрических данных. Обнаружено, что магнитные пульсации во всех частотных диапазонах отстают от момента брейкапа на 0.5-2 мин., а вспышки ОНЧ-эмиссии типа широкополосных шипений малой интенсивности опережают брейкап на 3-10 мин. Опережающие брейкап шипения соответствуют слабым авроральным формам к северу от предбрейкаповой дуги. Возможно, перед брейкапом в магнитосфере возникает процесс квазистационарного пересоединения на расстояниях 10-20 Re.

Авторы благодарят сотрудников ПГИ за проведение телевизионных наблюдений в обсерваториях Ловозеро, Лопарская и Баренцбург, институты, участвующие в проекте IMAGE Magnetometer Network. Изображения сияний со спутника IMAGE получены по системе CDAWeb (провайдеры S. Mende, G. Parks, L.A. Frank).

Работа поддержана РФФИ, грант 09-05-00818, Программой Президиума РАН №4, а также норвежским грантом Norwegian Science Council grant number 178911\S30 NORUSKA и шведским грантом DKK 230 000 from the Nordic Council of Ministers.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Martin L., Helliwell R.A., Marks K.R.* Association between aurora and very low frequency hiss observed at Byrd Station, Antarctica // *Nature*. 1960. Vol. 187. № 4739. P. 751-753.
2. *Harang L., Larsen R.* Radio wave emissions in the VLF band observed near the auroral zone // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1965. Vol. 27. № 4. P. 481-497.
3. *Oguti T.* Metamorphoses of aurora // *Memoirs of national institute of polar research. Series A.* 1975 12, 1-101.
4. *Корнилов И.А.* Локализация источника высыпающихся электронов в активных дугах во время брейкапа и пульсирующих сияниях // *Геомагнетизм и аэрномия*. 2009. Т. 49. № 3. С. 1-6.
5. *Pulkkinen T.* Pseudobreakup or substorm? // *Proc. of Third Intern. Conf. on Substorm (ISC-3) Versailles, France 12-17 May 1996.* SP-389 (Oct. 1996). P. 285-293. 1996.
6. *Корнилов И.А., Корнилова Т.А., Корнилов О.И., Турунен Т., Култима Й., Маннинен Ю.* Связь ОНЧ-излучений с брейкапами разной интенсивности // *Геомагнетизм и аэрномия*. 1999. Т. 39. № 6. С. 33-38.
7. *Bering E. A., Maggs J.E., Anderson H.R.* The plasma wave environment of an auroral arc. III - VLF hiss // *J. Geophys. Res.* 1987. Vol. 92. P. 7581-7605.
8. *Ondoh T.* Broad-band auroral VLF hiss and inverted-V electron precipitation in the polar magnetosphere // *J. Atm. Terr. Phys.* 1989. Vol. 52. P. 385-397.
9. *Kornilova T.A., Kornilov I.A. and Kornilov O.I.* Fine structure of breakup development inferred from satellite and ground-based observations // *Ann. Geophys.* 2008. Vol. 26. P. 1141-1148.

Сведения об авторах

Корнилов Илья Александрович – к.ф.-м.н., ст. научный сотрудник, e-mail: kornilov@pgia.ru
Корнилова Татьяна Андреевна – к.ф.-м.н., ст. научный сотрудник, e-mail: kornilova@pgia.ru

ДЕТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯВЛЕНИЯ МНОЖЕСТВЕННОСТИ НА НЕЙТРОННЫХ МОНИТОРАХ

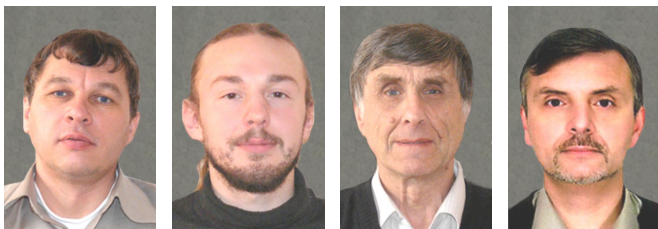
Ю.В. Балабин, Е.А. Маурчев, Э.В. Вашенюк, Б.Б. Гвоздевский
Полярный геофизический институт Кольского научного центра РАН

Аннотация

На основе большого массива данных, полученных с помощью новой уникальной системы регистрации, проводится подробный анализ событий нейтронной множественности $M = 2 - 30$ на нейтронных мониторах (НМ) в Баренцбурге (Шпицберген), Баксане Сев. Кавказ) и Апатитах. Впервые удалось с высокой точностью и в полном объеме регистрировать локальные ливни на нейтронном мониторе и исследовать их структуру. Разработана математическая модель протекания процессов множественности на НМ. Выполнено моделирование явления множественности на НМ с помощью пакета Монте-Карло GEANT4. В результате исследования впервые по данным нейтронных мониторов обнаружены локальные адронные каскады в атмосфере с поперечным размером от 1 до 20 м.

Ключевые слова:

нейтронный монитор, космические лучи, множественность, локальные атмосферные ливни, адроны, спектр множественности.



Введение

Событие множественности M – это регистрация M нейтронов, за короткое время появившихся в нейтронном мониторе (НМ). До сих пор считалось, что единственной причиной множественности являются локальные ливни частиц, образующихся в свинцовой оболочке счетчиков нейтронного монитора при попадании

туда энергичного нейтрона космических лучей [2]. Детального анализа временной структуры импульсов внутри события множественности не проводилось. В настоящей работе такой анализ выполнен на основе недавно разработанной в ПГИ новой системы сбора данных нейтронного монитора.

Эта система, установленная на трех станциях нейтронных мониторов (НМ) – Баренцбург, Баксан и Апатиты – позволяет фиксировать временные интервалы между импульсами с точностью до 1 мкс. При этом система сбора создает стандартный файл MSD, содержащий интегральный счет НМ в минуту, а также специальный файл MPD, в котором зафиксированы интервалы между всеми импульсами. На ст. Баксан и Баренцбург регистрация велась на стандартных НМ. На ст. Апатиты новой системой сбора оборудован только бесвинцовый нейтронный монитор (БНМ). Подробнее об этой системе сбора сообщалось в [1]. Новая система открытая, в нее легко могут быть добавлены каналы для регистрации импульсов от любого дополнительного устройства. При этом автоматически происходит привязка новых каналов с точностью до 1 мкс. На ст. Баренцбург в системе сбора 18 каналов (3 секции), на ст. Баксан 6, на ст. Апатиты 4 – по числу установленных в НМ счетчиков.

Эффект множественности на НМ известен давно. Связан он, как предполагалось, с тем, что в НМ попадает высокоэнергичный адрон, создающий в свинце множественные нейтроны. В данной работе мы исследуем этот эффект новыми средствами. В 1960-х гг. для регистрации множественности использовались устройства на дискретных элементах, позже – на основе микропроцессоров. Однако, до последнего времени сохранился прежний подход, состоящий в том, что после установления параметров (длительность временного "окна" и паузы, число каналов) системы сбора фиксируется только интегральный счет: количество событий определенной множественности за единицу времени. Подробная информация о распределении импульсов внутри события множественности, об индивидуальной длине конкретного события множественности и пр. теряется. Особенностью новой системы сбора является сохранение первичной информации полностью, а именно: время появления каждого импульса в течение всего периода работы НМ фиксируется с точностью до 1 мкс. Поиск и выделение событий множественности либо отбор по какому-либо дополнительному параметру производится специальным программным обеспечением отдельно при обработке данных и может быть изменено в соответствии с задачей.

Напомним также, что детектором нейтронов в НМ служат счетчики СНМ-15 с газообразным фторидом бора в качестве активного вещества. Поглотившее нейтрон ядро бора распадается, образуются энергичные заряженные частицы, которые создают ионы в рабочем объеме газоразрядного счетчика. Таким образом, в НМ действует правило: один нейтрон – один импульс. Регистрация других частиц (протонов и пионов) осуществляется посредством предварительной генерации нейтрона в ядерных взаимодействиях. Сечение поглощения нейтронов ядром бора обратно пропорционально их скорости, поэтому детектируются только тепловые нейтроны [2]. Для замедления энергичных нейтронов служит полиэтилен, окружающий счетчики. Эти особенности работы НМ в дальнейшем будут важны для выводов. Конструкция НМ подробно описана в [2]. Отметим еще, что в стандартном НМ усилителе-дискриминаторе установлено "мертвое" время: после каждого импульса счетчик на 10 мкс закрывается. Это сделано для того, чтобы в газоразрядной трубке, находящейся в режиме пропорционального счета, произошло рассасывание объемных зарядов, и счетчик вышел на рабочий режим. Поэтому при построении аппроксимирующих функций нижней границей значений временных интервалов принималась величина 17 мкс.

Все последующие исследования основываются на изучении особенностей распределения импульсов в данных НМ, их группирования в кластеры. Положение этих кластеров в потоке данных и их внутренняя структура несут достаточно информации, чтобы по ним восстановить физические процессы, протекающие внутри НМ под воздействием космических лучей.

Исследование распределения временных интервалов

Определение вида распределения временных интервалов между импульсами

Первая естественная обработка результатов – построение распределения значений временных интервалов между импульсами, поскольку оно дает информацию о характере потока. Известно, что распределение Пуассона, которым описывается случайный поток частиц, приводит к экспоненциальному распределению временных интервалов между импульсами (ВИМИ). Так что построение распределения ВИМИ – это исследование характеристик потока частиц [3, 4]. В основном ниже речь будет идти о ст. Баксан, если не указано другое.

Алгоритм нахождения ВИМИ прост: просматривается весь массив данных и подсчитывается количество встретившихся значений интервалов T , где T в мкс. Диапазон значений T от 0 до 500000 мкс. Во всех программах обработки применяется защита от помех. Параллельно файлам MPD используются стандартные данные (счет в минуту НМ). Если счет в какую-либо минуту превышает среднее значение на $\pm 50\%$ (это больше 3σ), такая минута не принимается к обработке.

На рис. 1 показано распределение ВИМИ, полученное на НМ Баксан для временного массива 220 суток в течение 2008-2009 гг. Линия 4 – экспериментальные данные. На вставке в верхнем углу приводится то же самое распределение на более грубой шкале. Основной участок этой кривой совпадает с прямой линией, что в сочетании с выбранным полулогарифмическим масштабом указывает на экспоненциальную зависимость ВИМИ. Однако, при малых значениях временных интервалов (не более 2000 мкс) зависимость отклоняется от простой экспоненциальной формы. На рисунке показана как раз эта часть ВИМИ, отклоняющаяся от экспоненциальной зависимости.

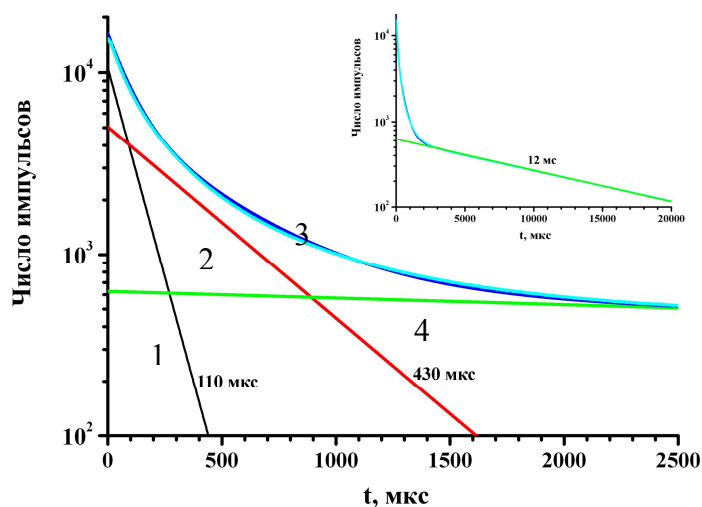


Рис. 1. Распределение ВИМИ и его аппроксимация суммой трех экспонент (указаны их постоянные времени)

Сделана попытка описать эту кривую суммой экспонент. Аппроксимирующая функция выбиралась в виде суммы трех экспонент: двух оказалось недостаточно. Результат такой аппроксимации приведен на рисунке голубой линией, а три прямые (черная, красная и зеленая) – составляющие этой суммы. При поиске решения аппроксимирующая функция $G(t)$ задавалась в общем виде:

$$G(t) = A_1 \exp(-t/\tau_1) + A_2 \exp(-t/\tau_2) + A_3 \exp(-t/\tau_3), \quad (1)$$

где t – величина интервала, τ_i – характеристическое время i -го процесса.

Экспоненты выбираются в предположении, что мы имеем пуассоновские процессы [5]. По части процесса 3 сомнений нет, что он пуассоновский: во-первых, экспоненциальное распределение ВИМИ существует на большом интервале значений (см. врезку на рис.1), во-вторых, известно, что распределение числа частиц в каком-либо стационарном потоке описывается законом Пуассона. По поводу процессов 1 и 2 можно быть уверенным, что они близки к пуассоновскому на том интервале значений t , где проявляются как основные. Этого вполне достаточно для расчетов. Функция ВИМИ, описываемая (1) означает, что имеем в НМ сложную сумму трех пуассоновских процессов [5].

Третье слагаемое в (1) описывает поток, падающий на НМ из атмосферы, а значение τ_3 (12000 мкс) близко к среднему интервалу между импульсами НМ. Значение τ_2 (430 мкс) указывает на то, что второе слагаемое в (1) описывает процесс, связанный с испусканием вторичных ("испарительных") нейтронов возбужденным ядром свинца [2, 6]. Наконец, первое слагаемое и $\tau_1 = 110$ мкс соответствует времени жизни "мгновенных" нейтронов [2], возникающих, когда первичный нейтрон разбивает ядро свинца. Время жизни этих нейтронов зависит от энергии частиц и геометрии НМ.

Точно так же для ст. Баренцбург были обработаны данные 260 суток регистрации. Получены значения $\tau_3 = 21500$ мкс (близко к среднему интервалу между импульсами этого НМ), $\tau_2 = 450$ мкс и $\tau_1 = 125$ мкс. Различия в значениях τ_1 для Баксана и Баренцбурга обусловлено как разным энергетическим составом падающих на НМ частиц, так и различной геометрией этих НМ.

Поскольку все константы в (1) определены, можно вычислить вклад различных процессов в общий счет НМ по формуле:

$$N_i = \int_0^{\infty} A_i \exp(-t/\tau_i) dt, \quad (2)$$

где i означает номер процесса; N_i – количество импульсов, связанных с i -ым процессом.

Для Баксана получим $N_1 = 6.3 \cdot 10^5$, $N_2 = 1.7 \cdot 10^6$, $N_3 = 7.1 \cdot 10^6$. Напомним, что процессы 1, 2 и 3 связаны следующим образом: адрон, попавший в НМ из атмосферы, может дать начало процессам 1, 2 или 3. Любой адрон может быть зарегистрирован как процесс 3 (единичный импульс). Его значение τ_3 (12000 мкс) близко к среднему интервалу между импульсами НМ. Также адрон имеет вероятность, не разрушая ядро свинца, вызвать его возбуждение; эти ядра спустя время снимают возбуждение с испусканием "испарительных" нейтронов (процесс 2). Наконец, адрон, попадая в свинец, разбивает ядро на части, при этом избыточные нейтроны испускаются во время распада ядра (процесс 1). Этот процесс называется множественным рождением нейтронов, он возможен только для адронов высокой энергии. Эти вторичные нейтроны могут, замедлившись, дать или сразу импульсы, или же вызвать новые испарительные нейтроны [2, 6]. Таким образом, признаком попадания в НМ высокоэнергичного адрона является регистрация нескольких импульсов за короткое время (меньше, чем τ_3), так как появившиеся в процессе 1 и 2 свободные нейтроны, попав в счетчики, дадут серию импульсов с короткими интервалами между ними ($\Delta t \leq \tau_2$).

Все полученные величины достаточно точны. ВИМИ построено по данным более чем за 200 дней регистрации, с мая по декабрь 2009. Общее количество импульсов за это время – около $2 \cdot 10^9$ для каждой станции, поэтому представленный результат статистически весьма точен.

Уточнение механизма протекания процессов и оценка случайных совпадений

Сложная сумма двух (нескольких) пуассоновских процессов означает, что некоторую долю общего времени (или же с некоторой вероятностью непрерывно в процессе наблюдения) действует пуассоновский процесс $Z1$, а другую долю – процесс $Z2$ [5]. Именно такой сложный пуассоновский процесс происходит в НМ: имеет место постоянный поток нуклонов из атмосферы, обусловленных потоком космических лучей (КЛ). Этот поток в нашем случае стабилен; обозначим его как пуассоновский процесс $Pp3$. С некоторой вероятностью "включаются" процессы $Pp1$ или $Pp2$. При этом $Pp1$ и $Pp2$ на самом деле состоят из простой суммы соответствующих "оригинальных" процессов $Pp01$, $Pp02$ и $Pp3$. Остановимся на этом подробнее. Во-первых, процесс $Pp3$ никогда не

перестает действовать – фоновый поток КЛ имеется всегда. Временами дополнительно "включаются" процессы Pp01 и Pp02: от первичной частицы рождаются множественные нейтроны. Нет достаточных оснований считать, что Pp01 и Pp02 строго разделены. Как было сказано выше, энергичный нуклон вызывает одновременно процессы 1 и 2. Но время действия ("включения") Pp01 меньше (мгновенные нейтроны быстро замедляются, затем либо поглощаются ядрами бора, либо покидают НМ), в то время как возбужденные ядра свинца еще продолжают испускать нейтроны. Сказанное можно выразить следующим образом:

$$Pp1 = Pp01 + Pp02 + Pp3 \quad (3a)$$

$$Pp2 = Pp02 + Pp3 \quad (3б)$$

При этом в (3) подразумевается уже простая сумма пуассоновских процессов. Для простой суммы действует арифметический закон сложения: если имеется два пуассоновских процесса со средней скоростью счета S1 и S2, то совместное действие этих процессов даст один пуассоновский процесс со скоростью счета S = S1 + S2 и соответствующую этому значению одну величину τ . Но стоит принять, что два процесса действуют неодновременно и непостоянно, как арифметический закон сложения перестает действовать [5]. Если бы имела место простая сумма всех процессов в НМ, мы бы на рис.1. получили ВИМИ в виде одной экспоненты, соответствующего суммарной скорости счета НМ. Этого не наблюдается, значит, простая сумма не имеет места в НМ. Однако, на время "включения" процесса Pp1 или Pp2, составляющие их процессы равноправны, постоянны, и действуют одновременно и независимо. Именно поэтому выражения (3) справедливы.

При описанном разделении мы имеем в НМ три пуассоновских процесса (Pp1, Pp2, Pp3), нигде не перекрывающиеся и не дающие зазоров. В некоторые моменты времени действует какой-либо один процесс: Pp1 или Pp2, а все промежутки между ними заполняются Pp3.

Выше показано, что характеризующее процесс Pp1 значение $\tau_1 = 110$ мкс. Следовательно, согласно определению закона Пуассона, $Np1 = 1/\tau_1$ – средняя интенсивность потока частиц для Pp1. Также было найдено, что поток частиц (т.е. импульсов) за сутки, обусловленных Pp1 равен N_1 . Тогда суммарное за сутки время, когда действовал (был "включен") процесс Pp1 составит $T1_{tot}$:

$$T1_{tot} = N_1 / Np1 \quad (4a)$$

Аналогично для Pp2:

$$T2_{tot} = N_2 / Np2, \quad (4б)$$

где $Np2 = 1/\tau_2$ – средняя интенсивность потока частиц для Pp2. Подставив соответствующие значения, получим $T1_{tot} = 70$ сек, $T2_{tot} = 730$ сек. Исходя из сказанного выше и (3) можем записать:

$$Np1 = Np01 + Np02 + Np3 \quad (5a)$$

$$Np2 = Np02 + Np3 \quad (5б)$$

Здесь Np01 и Np02 означают средние скорости счета от Pp01 и Pp02.

Используя выражения (4) и (5), запишем систему уравнений:

$$\begin{cases} (Np01 + Np02 + Np3) T1_{tot} = N1 \\ (Np02 + Np3) T2_{tot} = N2 \end{cases} \quad (6)$$

Здесь все величины известны, кроме Np01 и Np02, система уравнений (6) легко решается. В итоге получаем значения: $Np01 = 6670$ и $Np02 = 2250$, а соответствующие им $\tau_{01} = 150$ мкс и $\tau_{02} = 445$ мкс. Определение этих величин важно, но они не дают нам информации о том, какова средняя длительность "включения" процессов. Мы можем только сделать вывод, что "включение" процесса Pp01, к примеру, происходит далеко не каждой фоновой частицей, в противном случае среднее время $T1_{av}$ составит $T1_{av} = T1_{tot}/N_3 \approx 10$ мкс, и в распределении ВИМИ мы бы не имели процесс со средним временем τ_1 . Ведь необходимым условием наблюдения пуассоновского процесса с параметром τ_1 является требование, чтобы среднее время его "включения" $T1_{av}$ было больше τ_1 .

Напомним, не следует представлять процесс себе так, будто каждое начало "включения" Pp01 или Pp02 сопровождается запускающим фоновым импульсом. Любой нейтрон вне зависимости от своего происхождения после взаимодействия и замедления в НМ до тепловых энергий имеет вероятность быть зарегистрированным (произвести импульс в счетчике СНМ-15) с вероятностью 0.3 [2]. Хотя высокоэнергичный нейтрон запускает процессы собственно Pp01 и Pp02, начало их никак не отмечается каким-то стартовым импульсом (например, фоновый энергичный адрон, произведя испарительные и мгновенные нейтроны, покинет НМ). Следовательно, для того, чтобы, например, процесс Pp1 обеспечил свой вклад в ВИМИ и дал соответствующее экспоненциальное распределение с характерной величиной τ_1 , необходимо, чтобы процесс Pp01 осуществлялся за время, большее τ_{01} и за время "включения" произвел не меньше, чем пару импульсов. Также средний интервал между

этими импульсами соответствовал бы его величине τ_0 . Отсюда следует, что T_{1av} должно составлять не менее τ_0 . То же самое справедливо и для процессов Pp02 и Pp2.

Используя (4) и (5), можем также вычислить фоновую долю (долю процесса Pp3) импульсов в Pp1 и Pp2. Она составит:

$$\begin{cases} (Np01 + Np02 + Np3) T1_{tot} = N_1 \\ (Np02 + Np3) T2_{tot} = N_2 \end{cases} \quad (6)$$

Здесь $Np1_{Pp3}$ и $Np2_{Pp3}$ число импульсов от фонового процесса Pp3, которые попали в процесс Pp1 и Pp2 соответственно. Численное значение $Np1_{Pp3} = 5800$ имп, а $Np2_{Pp3} = 60600$ имп. Значение $Np1_{Pp3}$ по сравнению с N_1 менее 1 %, значение $Np2_{Pp3}$ – около 3 %. Полагаем, что таким вкладом фона в процессы Pp1 и Pp2 можно пренебречь.

Резюме по разделу 1

1. На большом массиве данных (200 суток и более, 10^9 интервалов) построено распределение ВИМИ для стандартных НМ на ст. Баксан и Баренцбург. Найдены функции, аппроксимирующие распределения, представляющие собой сумму трех экспонент. Каждая экспонента обусловлена соответствующим ей пуассоновским процессом с характеристическим временем τ . Вычислены вклады каждого из процессов в общий счет НМ.

2. Создана модель, объясняющая сложную форму ВИМИ. Счет НМ представлен как результат действия трех пуассоновских процессов Pp1, Pp2 и Pp3, между которыми нет наложений и временных пропусков: в любой момент времени действует только один процесс. Процесс Pp3 принят как фоновый: это счет НМ под действием фонового потока одиночных нейтронов. Pp1 и Pp2 являются простой суммой пуассоновских процессов, включая и фоновый Pp3. Именно процессы Pp1 и Pp2 приводят к тому, что ВИМИ отклоняется от экспоненциального.

3. Сделаны оценки вклада Pp3 в процессы Pp1 и Pp2. Этот вклад не превышает 3 % даже для Pp2, имеющего большее значение τ .

Множественность и локальные ливни

В файлах данных MPD можно осуществить поиск и отбор различных событий, необходимо только составить алгоритм и создать программу для поиска таких событий. Например, отобрать множественные события по определенному алгоритму. Событие множественности M – это регистрация M нейтронов, за короткое время появившихся в НМ. Разработан корректный подход к поиску событий множественности. Заданы следующие условия (алгоритм поиска):

1) перед событием множественности должен быть интервал времени длительностью не менее T_{rau} , в течение которого нет импульсов;

2) интервалы между следующими друг за другом (после T_{rau}) импульсами не должны превышать величину T_0 . Общая длительность пачки импульсов зависит от номера множественности M .

Среднее время между регистрацией фоновых частиц, попадающими извне в НМ, составляет 12 мс (величина τ_3), тогда как среднее время между вторичными нейтронами (τ_1 и τ_2) $\ll \tau_3$. Если выбрать значение временного "окна" $T_0 \sim (\tau_1$ или $\tau_2)$, то вероятность попадания фонового импульса будет невелика, и выше уже были проделаны все необходимые вычисления для оценки случайных попаданий. Выбор значений T_{rau} и T_0 определяется полученными из п.1 значениями τ . Очевидно, $T_{rau} \gg (\tau_1$ и $\tau_2)$ и $T_{rau} < \tau_3$. Назначение T_{rau} – чтобы все множественные нейтроны, родившиеся в НМ от предыдущей первичной частицы, покинули НМ или поглотились счетчиками, и была уверенность, что появившееся событие M является новым. Принималось $T_{rau} = 2000, 5000$ и 8000 мкс, а $T_0 = 150, 300$ и 500 мкс. Сразу отметим, что результаты от T_{rau} зависят очень слабо и во всех дальнейших вычислениях мы ограничились одним значением $T_{rau} = 5000$ мкс. Факт слабой зависимости от T_{rau} подтверждает принятую нами схему происходящего в НМ: процессы 1 и 2 запускаются с некоторой вероятностью процессом Pp3, время существования их не более $\sim 2\tau_2$ (см. рис.1), а интервалы между "включением" процессов Pp1 или Pp2 гораздо больше τ_3 (не каждый фоновый нуклон создает множественные нейтроны). О влиянии величины T_0 см. п. 2.2.

Итак, обрабатывался массив данных MPD нейтронных мониторов. Отбирались события, удовлетворяющие условиям 1) и 2) и имеющие длину 5, 6 ... 30 импульсов. Другими словами, отбирались события множественности $M = 5, 6... 30$. Ограничение на длину множественности выбрано из соображений достаточного наличия таких событий в обрабатываемом массиве данных, чтобы можно было говорить о статистической достоверности. Попадают одиночные события

множественности до $M = 50$ и более. В других работах (например, [7, 8]) приводятся данные о событиях множественности $M = 1000$ и более. Причина такого различия, по-нашему мнению, состоит в следующем: 1) используемые в этих работах приборы не имеют мертвого времени 10 мкс, как это принято на стандартных НМ; 2) приборы имеют большую площадь (18-НМ-64 и 24-НМ-64 против одной секции 6-НМ-64 в данной работе); 3) алгоритм отбора событий множественности принципиально отличается от того, что применен в этой работе.

Оценим возможный вклад процесса $Pp3$ в число событий множественности M , используя закон распределения Пуассона.

$$Pp3_M = \frac{(Np3 \cdot T_M)^M}{M!} \exp(-Np3 \cdot T_M) \quad (8)$$

Здесь $Pp3_M$ – вероятность того, что только процесс $Pp3$ случайным образом произведет множественность M , $Np3$ – средний счет в секунду фонового потока, T_M – среднее время длительности события множественности M . Значения $T_M \cong 700$ мкс для $M = 5$ (ниже будут приведены значения для всех $M > 5$). Имеем $Pp3_5 = 5 \cdot 10^{-9}$. Следовательно, на весь массив обработанных данных приходится менее 10 случаев множественности $M = 5$, появившихся благодаря случайному совпадению импульсов фона, тогда как среднесуточное число таких событий множественности около $1.6 \cdot 10^4$. Вклад фона в число событий множественности $M > 5$ тем более незначителен. Таким образом, событиями ложных множественностей, возникающих от совпадения фоновых импульсов, можно пренебречь.

Отдельным исследованием были измерены количества событий множественностей $M = 2, 3$ и 4. Для $M = 3$ получена величина $\sim 2 \cdot 10^5$ событий в сутки или 2.5 события в секунду. Выполним оценку вероятности наложения двух событий $M = 3$, так что они формируют $M = 6$. Нет причин сомневаться, что события множественности M подчиняются закону Пуассона: события M происходят от высокоэнергичных нейтронов, которые в общем потоке космических лучей распределены случайно. Используем выражение (8), подставив вместо $Np3$ величину 2.5 (средний темп появления событий $M = 3$), вместо T_M берем интервал 1000 мкс (это чуть больше, чем длительность двух событий $M = 3$), а вместо M подставляем 2 (число попаданий событий $M = 3$ в заданный интервал). Получим $3.1 \cdot 10^{-6}$ или около 25 событий за сутки – пренебрежимо малая доля. Корректный подсчет вероятностей всех возможных вариантов наложения двух событий множественности может несколько изменить в большую сторону только что найденное значение вероятности, но не изменит порядок величины. Вероятность наложения каких-либо множественностей $M1$ и $M2$, так что они формируют событие множественности $M = (M1 + M2)$ еще меньше, поскольку длительность любых M не намного превышает принятую в расчете величину 1000 мкс (см. п.2.4), а частота появления событий M быстро падает (см. спектр множественностей в п.2.3).

Распределение импульсов в событиях множественности по каналам НМ

Качественный анализ предварительных результатов показал, что события множественности происходят по большей части на ограниченном числе каналов (счетчиков) при небольших значениях M . Если первый импульс события множественности M произошел в счетчике (канале) N , то последующие импульсы этого же события в основном будут в каналах $(N-1)$, N , $(N+1)$, и редко в других каналах. Это указывает на то, что наблюдаются локальные ливни небольшого размера. Интересно сравнение распределений по каналам на ст. Баксан и Баренцбург. Дело в том, что конструкция секций немного различается на этих станциях. В Баксане все 6 счетчиков расположены в одной плоскости, оси счетчиков параллельны, свинцовые кольца всех счетчиков плотно смыкаются и составляют единое целое [2]. В Баренцбурге счетчики сгруппированы по три, но тройки смещены по вертикали и сдвинуты горизонтально, они не имеют контакта между собой, не перекрываются их проекции на горизонтальную плоскость.

Итак, было проведено исследование частоты появления импульсов в разных каналах в событиях множественности заданного значения M , которые начинаются с импульса в канале N , и в них подсчитана доля различных каналов в последующих импульсах. На рис. 2а приведен пример для станции Баксан описанной выше процедуры. Видно, что если первый импульс в событии множественности (приведен пример для $M = 7$) произошел в канале N ($N = 4$), то частота появлений импульсов в этом же канале наибольшая, и спадает монотонно в обе стороны от $N = 4$. Аналогичная картина наблюдается для всех значений M ($M = 5...30$) и N ($N = 1...6$). Однако, при больших M распределение более плоское. То есть локальный ливень, вызванный энергичной частицей, регистрируется ближайшими счетчиками. Подтверждением истинности распределения является

аналогичное распределение импульсов для Баренцбурга (рис. 2б). Здесь нагляднее выступает факт локальности ливней, поскольку тройки счетчиков не перекрываются, и не имея контакта между собой, они оказываются независимыми.

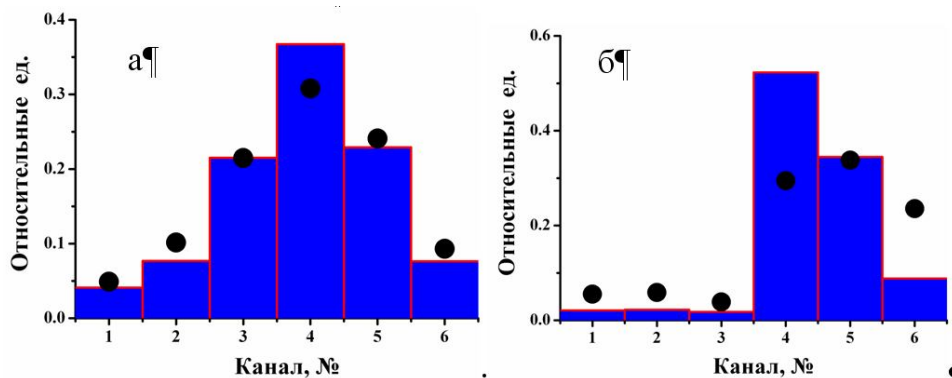


Рис. 2. Относительная частота появления импульсов в счетчиках (каналах) для Баксана (а) и Баренцбурга (б), если первый импульс в событии множественности M появился в канале N . Гистограммой представлено $M = 7$, $N = 4$. По оси OX – номер канала, по OY – относительная частота импульсов в канале. Кружочками дано аналогичное распределение для $M = 20$. Общее число событий данной множественности $M = 7$ равно $1.1 \cdot 10^6$ для Баксана и $4 \cdot 10^5$ для Баренцбурга, погрешность составляет менее 0.1% и не указана

Отметим, что рождающиеся в процессах 1 и 2 нейтроны имеют энергию в среднем десятки МэВ. В то же время нейтрону, появившемуся в процессе 1 или 2 в свинце около счетчика № 4, чтобы попасть в счетчик № 1, необходимо пройти трижды по 20 см свинца и 5 см полиэтилена (см. конструкцию НМ в [2]). Монте-Карло моделирование с помощью пакета GEANT 4 показывает, что нейтрон с энергией 100 МэВ теряет практически всю энергию, пройдя слой 5 см полиэтилена и 5 см свинца; а для того, чтобы попасть в соседний счетчик, ему надо пройти 20 см свинца и 5 см полиэтилена. Из этого следует, что нейтроны, рожденные локальным ливнем в свинце, далее, чем в соседний счетчик, не могут проникнуть. Результат другого моделирования показан на рис.3. Моделировался отклик НМ на падающий моноэнергичный поток нейтронов с энергией 300 МэВ. Задавалось случайное распределение угла и места падения нейтрона на НМ, но в пределах свинцовых колец, содержащих счетчик № 4. Как видим, уже для множественности $M = 3$ все импульсы, создающее ее, исходят от счетчика $N = 4$. С увеличением множественности ширина распределения по каналам для локальных ливней в свинце быстро убывает, приближаясь к виду δ -функции. Аналогичный результат получен и для энергии частицы 3 ГэВ. Максимальное полученное значение $M = 6$, распределение по каналам представляет δ -функцию для $M > 3$.

Представленная картина существенно отличается от того, что измерено (рис. 2), из которого следует, что распределение уширяется при увеличении M . Следовательно, появление в событии какой-либо множественности импульсов в различных каналах $N1$ и $N2$ (так, что $|N1-N2| > 2$) указывает, что эти импульсы возникли не от одного и того же первичного нуклона, вызвавшего локальный ливень в свинце. Другими словами, присутствие в событиях множественности импульсов от различных счетчиков $N1$ и $N2$ указывает на происхождение события M от внешнего источника – локального ливня в атмосфере.

Поскольку у нас имеется небольшой дискретный набор значений (6 каналов), введем как меру ширины распределения импульсов по каналам следующую величину:

$$\xi = \frac{2 \cdot A_N - (A_{N-1} + A_{N+1})}{2 \cdot A_N}, \quad (9)$$

где A_N – значение относительной частоты появления импульсов по каналу N . Другими словами, выражение (9) есть отношение разности значений центрального канала и среднего значения двух соседних каналов к центральному. При этом уменьшение величины ξ означает уширение распределения; $\xi = 1$ соответствует δ -функции, $\xi = 0$ – плоское распределение.

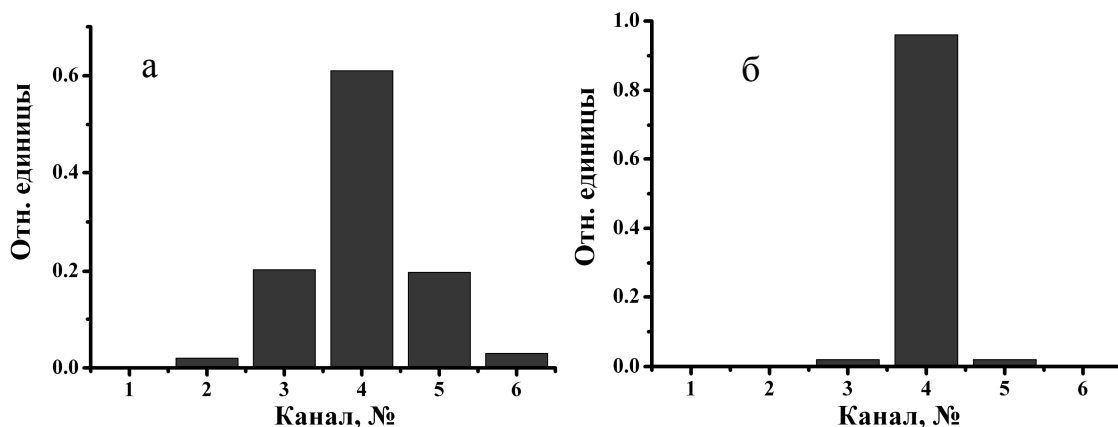


Рис. 3. Относительная частота появления импульсов в каналах НМ для моноэнергичного потока нейтронов 300 МэВ, падающего на 4-й счетчик. Отклик НМ моделировался с помощью GEANT 4. Представлено распределение импульсов по каналам для одиночных импульсов (*m.e.* $M = 1$) (а) и множественности $M = 3$ (б). По оси ОХ – номер канала, по ОУ – относительная частота импульсов в канале. Выпущено $3 \cdot 10^4$ частиц

На рис. 4а показана зависимость величины ξ от значения множественности M при $M = 3..36$. Рассмотрим сначала зависимость, представленную синей линией, для определения ξ которой использовался весь массив событий данного M . С ростом M ξ убывает, что означает уширение распределения. В то же время моделирование событий множественности на НМ, возникающих от локальных ливней в свинце (рис. 3), показывает обратное: с увеличением M распределение стремится к виду δ -функции. Следовательно, наблюдаемые события множественности возникают вовне: НМ накрывает компактное облако частиц. Такое явление известно – это локальные адронные ливни. Локальные адронные ливни занимают промежуточное место между одиночной частицей и широкими атмосферными ливнями (ШАЛ) и образуются от первичных частиц, энергия которых позволяет произвести в результате ядерных взаимодействий в атмосфере некоторое количество адронов. Уширение распределения с ростом M означает, что большие множественности, возникают от локальных ливней в атмосфере с большими линейными размерами.

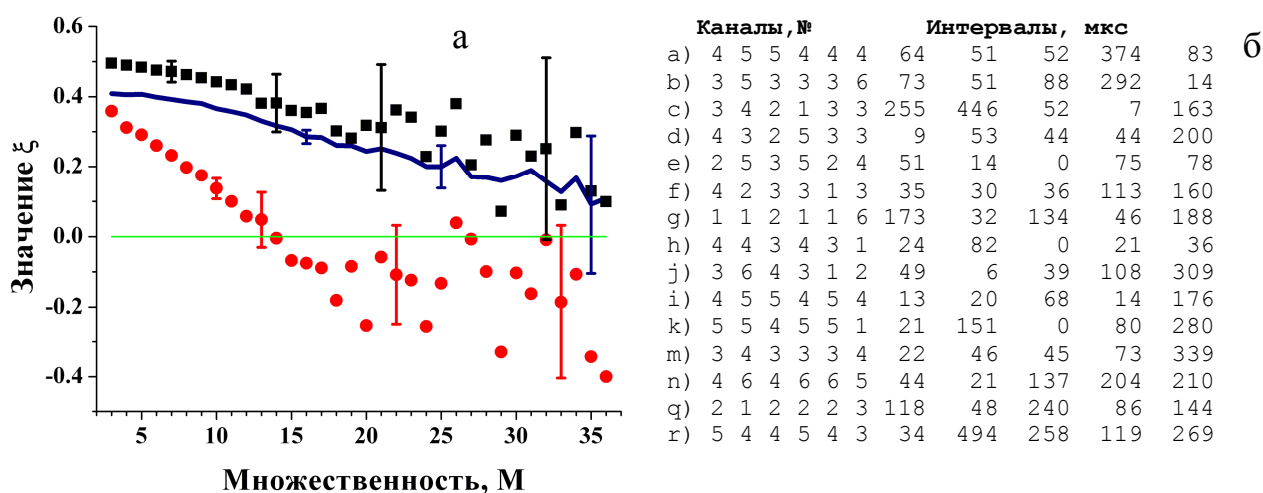


Рис. 4. а) Зависимость параметра ξ , найденная по условию отбора: во множественности M первый интервал < 50 мкс (точки) и > 150 мкс (квадратики). Ломаной линией дано значение ξ , найденное по всем событиям множественности M без какого-либо условия; центральным каналом выбран $N = 3$.

б) фрагмент файла, содержащего записи множественности $M = 6$. Файл состоит из записей, каждая из которых содержит перечень номеров каналов, импульсы от которых сформировали событие множественности, и значения интервалов между этими импульсами

На этом же рисунке приводятся значения ξ , вычисленные для событий M , отобранных по некоторому условию. Красные кружки – отбор производился по условию, что первый интервал в событии M меньше 50 мкс, черные квадратики – что первый интервал больше 150 мкс. Наблюдается следующее: события M , которые начинаются с большого интервала (>150 мкс), имеют значение параметра ξ , медленно изменяющееся на всем интервале значений M от 0.5 до 0.2. В то же время события M , начинающиеся коротким интервалом, показывают быстрое падение параметра ξ . Для них после $M = 12$ параметр $\xi \approx 0$, что соответствует плоскому распределению импульсов по каналам. Небольшие отрицательные значения лежат в пределах ошибок. Для уяснения того, что именно и как используется при отборе, на рис.4б показан фрагмент файла, содержащего все записи событий $M = 6$. Чтобы вычислить величину, показанную на рис.4а как ломаная линия, для $M = 6$, используются записи б), с), j), m), т.е., те, которые начались с канала $N = 3$. Именно, из всего массива таких записей, начинающихся с $N = 3$, определяется значение ξ (для значения $M = 6$). По дополнительному условию "первый интервал меньше 50" выберутся записи j) и m), а из всех подобных событий определяется соответствующее значение ξ (красная точка для $M = 6$); по условию "первый интервал больше 150" выберется запись с) и т.д. До значений $M = 15$ таких событий достаточно, чтобы погрешность составляла не более 20-30%. Выбор и обработка записей событий множественности по значениям других интервалов (2, 3 и т.д.) ничего существенного не дает, эти распределения остаются весьма близкими к среднему. Из чего следует вывод, что начало события M в самом деле значимо и характеризует его в целом.

Из величины ξ можно получить линейные размеры локальных ливней, производящих события M . Для $M \sim 10$ диаметр ливня составляет 3 счетчика (1-1.2 м), для $M \sim 30$ диаметр составляет не менее линейного размера НМ – 2.5 м. Максимальную оценку поперечного размера локального адронного каскада можно получить из общей протяженности трех секций (модулей) нейтронного монитора в Баренцбурге (20м), которые часто регистрируют события множественности всеми тремя модулями.

Значения интервалов внутри множественности

Величины средних значений межимпульсных интервалов (ЗМИ) внутри M содержат важную информацию о процессах, приводящих к событию M . Необходимо найти среднее значение временного интервала между 1 и 2, затем между 2 и 3 импульсами и т.д., используя все события фиксированной множественности M . На рис. 5 показан результат для Баксана и Баренцбурга. Рядом с линиями, соответствующими $M=12$ и 20 воспроизведена линия для $M=7$, сдвинутая по оси ОХ так, чтобы их концы совпадали. Весьма близкое совпадение правых частей графиков для $M = 12$ и 20 с зависимостью для $M=7$ означает, что вне зависимости от номера множественности M ($M > 7$) средние ЗМИ на последних 6-7 импульсами одни и те же. Можно говорить, что последние 7 импульсов при любом M обусловлены каким-то одним физическим процессом, завершающим процесс множественности. Этот вывод подтверждается результатами, приведенными на рис.6, где для наглядности зависимость ЗМИ одинаковых множественностей M у Баксана и Баренцбурга приведена на одном графике. ЗМИ для $M = 7$ у этих станций совпадают, а для множественностей 12 и 20 интервалы для последних 6-7 импульсов близки по значению. Тогда как интервалы между начальными импульсами множественности $M = 12$ и особенно $M = 20$ у Баксана и Баренцбурга существенно различаются. Наиболее просто это можно объяснить релаксацией НМ после воздействия – рассеянием и поглощением оставшихся после воздействия нейтронов. Время релаксации составляет 700-750 мкс.

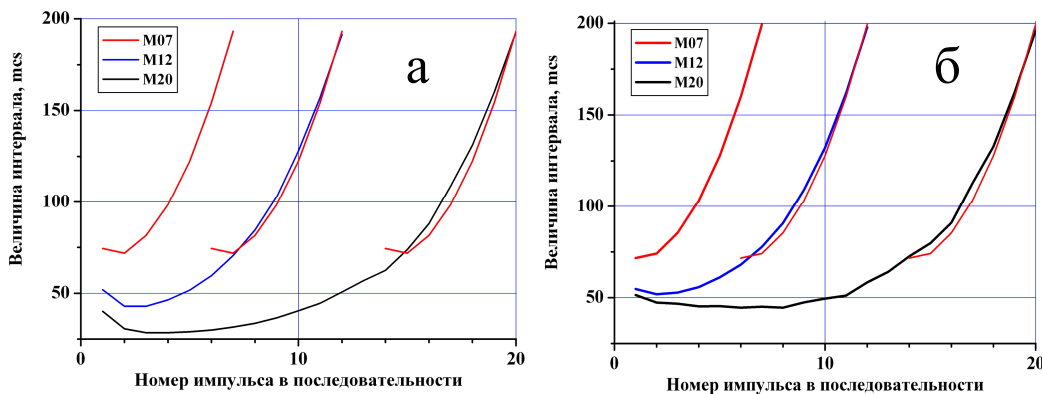


Рис. 5. Среднее значение интервалов между соседними импульсами в событиях $M = 7$ (красная линия), $M = 12$ (синяя линия) и $M = 20$ (черная линия). Для наглядности зависимость для $M = 7$ воспроизведена около $M = 12$ и 20 со сдвигом:
а) для Баксана; б) для Баренцбурга

Дальнейшее изучение расположения межимпульсных интервалов внутри M выявило очень важный факт. Результат представлен на рис.7а. На нем воспроизведено для наглядности при $M=20$ среднее ЗМИ (как на рис. 5а) – черная линия. Также на нем приведены ЗМИ для того же значения M , отобранные по некоторому условию. Красным цветом и цифрой (2) показан ЗМИ для условия, что третий интервал от начала M больше 100 мкс. Салатным и (3) – ЗМИ для условия, что предпоследний интервал больше 100 мкс. Обращаем внимание на различие форм двух последних графиков. Не вызывает никаких вопросов форма (3). Хоть среднее значение именно этого (предпоследнего) интервала изменилось от 160 мкс до 240 мкс, значения всех прочих (и особенно соседних) интервалов нисколько не изменились; кроме одной этой точки линия (3) хорошо совпадает с исходной, определенной без всяких условий. Это прямо указывает, что импульсы на конце события M независимы друг от друга. Мы отобрали события, в которых предпоследний интервал больше 100 мкс, но и в этом отобранном массиве прочие интервалы изменяются точно так же случайно, а в среднем дают то же значение, что и без условия. Совсем иначе ведет себя ЗМИ, найденное по условию (2) и показанное красной линией. Видим, что вместе с третьим интервалом возросли значения с 1 по 5 интервалы. Следовательно, на начальном этапе событий множественности интервалы (а значит, и сами импульсы) взаимосвязаны.

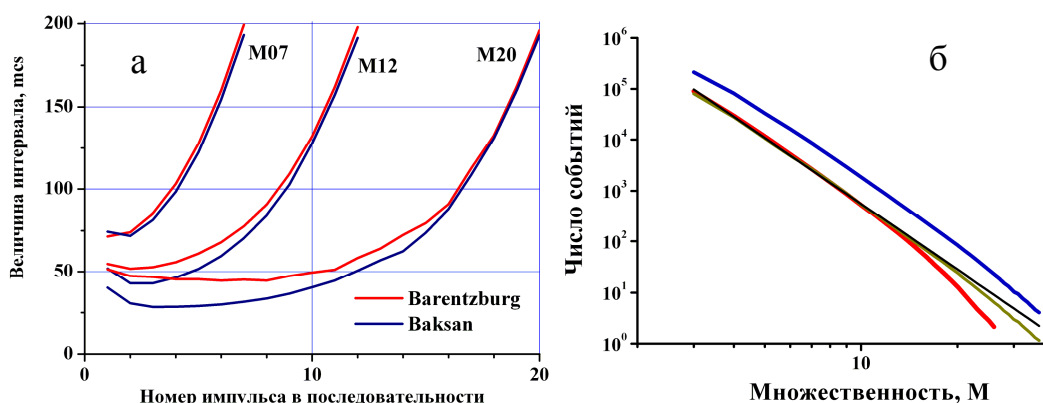


Рис. 6. а) Среднее значение интервалов между соседними импульсами в событиях множественности $M = 7, 12$ и 20 для станций Баренцбург (красный) и Баксан (темно-синий); б) спектр множественностей для Баренцбурга (красный) и Баксана (голубой). Зелено-коричневой линией дан спектр Баксана, приведенный к уровню моря. Черная линия – степенная зависимость $F(x) \sim X^{-3.8}$. Спектры нормированы на сутки

На рис. 7б показаны аналогичные ЗМИ, отобранные по условию "меньше 30 мкс". Как видим, отобранные по этому условию интервалы независимы, выпадает из общей последовательности только установленный в условии интервал (третий от начала и предпоследний). Т.е. для условия "краткости" интервалов (< 30 мкс) эти интервалы оказываются независимыми. Независимы они и для условия < 100 мкс для окончных интервалов в множественности. Независимость отсутствует для условия > 100 мкс на начальном участке M . Подобная картина наблюдается и для близлежащих номеров интервалов.

Итак, исходя из полученных в 2.1 и 2.2. результатов, можно сделать вывод. Распределение импульсов по каналам однозначно указывает на то, что события множественности $M > 7$ возникают от падения на НМ облака частиц. Установлено, что события $M > 7$ состоят из двух частей: "основная" часть, составляющая первые $(M-7)$ импульсов и "релаксационная", в которую входят последние 6-7 импульсов. В течение "основной" части интервалы между импульсами малы, и значения их изменяются немного. Однако, различия "основных" частей в Баксане и Баренцбурге есть. В "релаксационной" части интервалы монотонно растут, и в силу одинаковости конструкций НМ процесс релаксации протекает одинаково, что и наблюдается. Релаксационная природа последних 6-7 импульсов в M подтверждается и независимостью импульсов в этой части множественностей.

В тоже время хорошо видно (рис. 7а), что длительные интервалы в начале события M связаны между собой, а короткие – нет. Можно предположить, что события множественности (при $M > 7$) могут образовываться двумя путями, характеризующимися шириной распределения и временными интервалами. От обильных внешних ливней, накрывающих весь НМ, происходят события

множественности, имеющие плоское распределение и более короткие межимпульсные интервалы. Это указывает на многочисленность адронов в этих ливнях, однако, эти адроны мало производят вторичных нейтронов и просто регистрируются в НМ, создавая событие М своим числом. В виду многочисленности частиц интервалы между импульсами в М малы. Относительно малочисленные ливни с редкими, но энергичными адронами дают много вторичных нейтронов. При этом событие М формируется как сумма адронов ливня и порожденных ими вторичных ("мгновенных" и "испарительных") нейтронов внутри НМ. Этот вывод подтверждается анализом распределений по каналам (рис. 4а). События, начинающиеся с большого интервала (>150), довольно узки ($\xi = 0.5-0.3$). Тогда как у событий, начинающихся коротким интервалом (<50), распределение быстро (уже при $M = 12$) приближается к плоскому виду ($\xi \sim 0$).

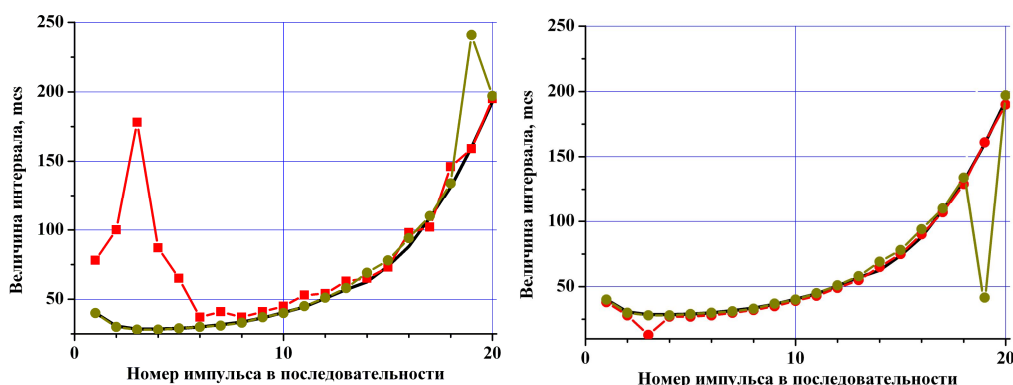


Рис. 7. а) значения средних интервалов между импульсами для $M = 20$. Черная линия – усреднение по всему массиву событий; красная линия – по условию отбора, чтобы третий межимпульсный интервал в событиях $M = 20$ был больше 100 мкс, салатным цветом – отбор по условию, чтобы предпоследний интервал был больше 100 мкс; б) аналогично, но оба условия – меньше 30 мкс

Здесь уместно сказать несколько слов о влиянии значения T_0 на процесс отбора событий. Как видно из рис. 5, несмотря на то, что среднее значение межимпульсных интервалов в "основной" части множественности менее 50 мкс, в событиях М присутствуют интервалы вплоть до предельного значения T_0 (рис. 4б, 7) в любом месте от 1 до М. При уменьшении T_0 от 500 мкс до 300 мкс произойдет не только уменьшение числа самих событий множественности М, но и переход в их в разряд событий меньшей множественности. Например, если данное событие $M = 20$ имеет третий интервал больше 300 мкс, то при установления нового значения $T_0 = 300$ мкс такое событие перейдет в разряд $M = 3$, а оставшаяся часть просто пропустится – не выполнилось условие 1). При уменьшении T_0 резко падает число событий больших ($M > 7$) множественностей. Таким образом, T_0 не должно быть меньше, чем t_2 ; в то же время увеличение T_0 до 1000 мкс приводит только к увеличению "хвоста". На этом основании сделан вывод, что 500 мкс является оптимальным значением.

Спектр множественности

Можно, подсчитав все события разных значений множественности М, построить спектр: количество событий множественности в зависимости от ее номера. Спектр приведен на рис.6б для обеих станций. Для Баксана он показан как оригинальный спектр (синяя линия), так и приведенный к уровню моря (салатная). Спектральная зависимость удовлетворительно описывается функцией $F(M) = A \cdot M^{-\gamma}$. Полученное значение показателя степени $\gamma = 3.8$ близко к значению, определенному в работе [7] для множественностей больше 20. Видно, что спектр множественностей для Баксана указанной функцией описывается несколько лучше, чем такой же для Баренцбурга, у которого наблюдается после $M = 15$ более крутой завал по сравнению с зависимостью $F(M)$. Приведение спектра Баксана к барометрическому уровню моря выполнялось по полученным ниже в этой работе барометрическим коэффициентам для каждого значения множественности.

Распределение временных интервалов в событиях множественности

Производя отбор событий, можно построить распределение ВИМИ на основе только событий одной множественности М. Вплоть до значений $M = 33$ на использованном массиве данных число импульсов составляет не менее $1.5 \cdot 10^5$ для самой большой (и малочисленной) множественности, т.е. статистически весьма достоверно). Эти распределения – пример показан на рис.8а – для любых

указанных значений M имеют вид, аналогичный рис.1 с тем отличием, что они весьма точно аппроксимируются функцией, представляющей собой сумму двух экспонент:

$$G1(t) = A_4 \exp(-t/\tau_4) + A_5 \exp(-t/\tau_5) \quad (10)$$

ВИМИ по всем событиям любых значений M четко показывает наличие в распределении двух экспоненциальных функций (рис. 8а, темно-синяя линия). В то же время построение ВИМИ только на импульсах определенной части множественности достаточно близко к простому экспоненциальному распределению (красная и голубая линии на рис.8а). При этом, как следует из представленных распределений ВИМИ, даже среди последних 6 импульсов множественности коротких интервалов больше, чем длинных (красная линия), однако, вид этого ВИМИ достаточно близок к линейной зависимости (лишь небольшое превышение на коротких интервалах), что и указывает на простое экспоненциальное распределение. Причем при значениях интервалов больше 150-200 мкс это ВИМИ совпадает с распределением, построенным по всем событиям. ВИМИ для первых 6 импульсов: тоже показывает простую экспоненциальную зависимость на временных интервалах, где сосредоточено основное количество импульсов. Интервалов, больших 200 мкс, практически нет. Этим подтверждено обнаруженное выше в событиях множественности $M > 7$ наличие двух разных популяций частиц (импульсов), характеризующихся собственными параметрами распределения. Таким образом, есть основания считать, что два распределения (с характерными временами τ_4 и τ_5) в событиях M достаточно четко разделяются по времени существования в течение событий. А именно: в основной фазе каждого события M действует закон Пуассона с параметром, близким к τ_4 , а в "релаксационной" части события имеются распределение с параметром τ_5 .

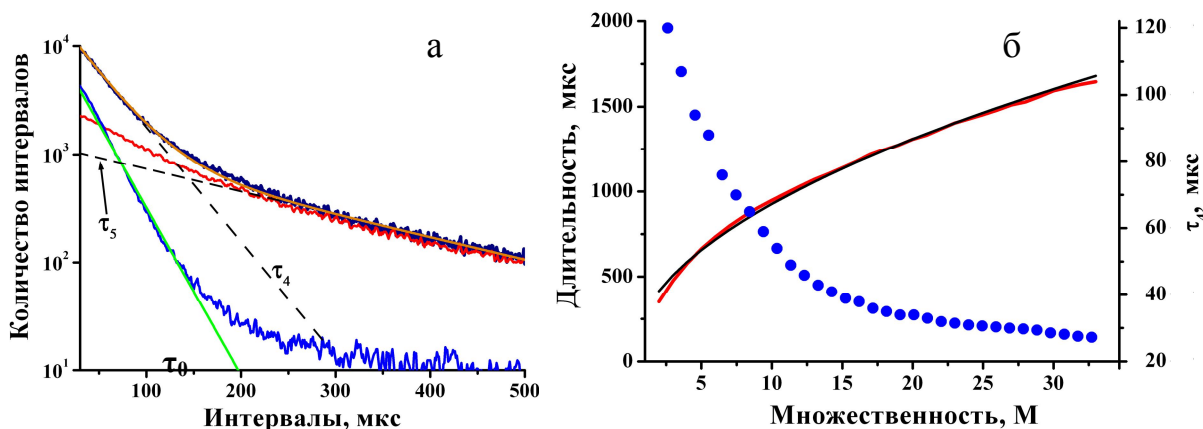


Рис. 8. а) Распределение ВИМИ, построенное по всем событиям множественности $M = 15$. Темно-синяя линия – экспериментальные данные, оранжевая – аппроксимация выражением (10).

Пунктиром показаны экспоненциальные функции $F4(t) \sim \exp(-t/\tau_4)$ и $F5(t) \sim \exp(-t/\tau_5)$. Приводятся также: красная линия – ВИМИ для последних 6 импульсов, голубая – ВИМИ для первых 6 импульсов, зеленым показана экспоненциальная функция с τ_0 , аппроксимирующая значимый участок этого ВИМИ. Для $M = 15$ значения $\tau_4 = 39$ мкс, $\tau_5 = 240$ мкс. По оси Y – относительная частота появления таких интервалов. б) Значение τ_4 в зависимости от номера множественности для $M = 2...33$ (показано синим цветом, правая шкала); на этом же графике приводится среднее значение полной длительности событий M : красная линия, левая шкала. Черным цветом показана аппроксимирующая функция (11). Данные станции Баксан

Зависимость средней длительности событий T_f от M хорошо описывается функцией вида:

$$T_f(M) = 300 \cdot \sqrt{0.95 M} \quad (11)$$

Зависимость (11) приводится на рис. 8б черной линией.

Используя данные $T_f(M)$ и ЗМИ для больших значений M , получим оценку времени существования адронного ливня T_s , создающего множественность M (без учета времени релаксации). Для этого необходимо из вычисленной величины $T_f(M)$ вычесть время релаксации НМ. Для $M \sim 30$ $T_s = 700-800$ мкс. Эта величина намного меньше, чем, например, в работе [8], но этому есть объяснение: нами исследуются ливни достаточно энергичных адронов (от десятков МэВ и более), тогда как там речь идет о тепловых нейтронах.

Резюме по разделу 2

1. Сравнивая экспериментальные распределения импульсов по каналам в событиях M (рис.2) и полученные в ходе моделирования отклика НМ (рис.3), приходим к выводу, что события больших множественностей не могут образовываться от одиночной высокоэнергичной частицы. Ширина распределения по каналам, как показано на рис.4, увеличивается с ростом M , и при $M > 20$ распределение становится почти плоским. Следовательно, большие множественности производятся облаком адронов, падающих на НМ из атмосферы.

2. Анализ и сравнение ЗМИ показывают, что события больших M состоят из двух частей: основной и "релаксационной" (рис.5). "Релаксационные" части ЗМИ для $M > 7$ совпадают не только во всех множественностях M данной станции, но и одинаковы на обеих станциях: Баксан и Баренцбург (рис.6а). Это указывает на единый механизм генерации множественностей: основная часть M производится облаком адронов, а "релаксационная" отражает процесс релаксации НМ после действия облака адронов. На это указывает совпадение "релаксационных" ЗМИ для обеих станций.

3. Спектры множественностей на этих станциях, приведенные к одному барометрическому уровню, близки по значению и форме (рис.6б): степенная зависимость с показателем $\gamma = -3.8$. Это тоже указывает на единый механизм генерации множественностей на разных станциях.

4. Анализ связанности в ЗМИ для событий M показал, что в "релаксационной" части и короткие, и длительные интервалы между собой не связаны (рис.7). Процесс релаксации именно это должен давать: испускание и торможение "испарительных" нейтронов является случайным и не зависит от наличия других нейтронов внутри НМ.

5. Построив ВИМИ только по событиям определенной множественности M , мы обнаружили, что ВИМИ состоит из двух компонент с характерными временами τ_4 и τ_5 , определяющими два случайных пуассоновских процесса. Построение ВИМИ только по "основной" части событий M дает ВИМИ с характерным временем τ_4 (рис.8а), а ВИМИ, построенное только по "релаксационным" частям M , дает ВИМИ с характерным временем τ_5 . Таким образом, разделение на основную и "релаксационную" части реально имеет место: они обусловлены различными процессами со своими характеристическими временами. Зависимость $\tau_4(M)$ показана на рис.8б.

6. Исходя из значения ξ можно оценить ширину локального атмосферного ливня. Поперечный размер d ливня, создающий события $M = 5-7$ составит при этом около 2-3 свинцовых колец, т.е. $d \sim 1.2$ м. Тогда как для генерации событий множественности $M > 15$ необходим размер, равный или больший поперечному размеру НМ, т.е. d не менее 2-3 м. Исходя из размеров НМ в Баренцбурге (~ 20 м) таким может быть верхний предел оценки d по экспериментальным данным.

Наблюдения событий множественности на нестандартном приборе

Новая система сбора также установлена на недавно запущенном в Апатитах бессвинцовом нейтронном мониторе (БНМ). Прибор состоит из 4 счетчиков нейтронов СНМ-15, помещенных в полиэтиленовые трубы, исполняющие роль замедлителя, с толщиной стенок в дюйм,. Свинцовая оболочка отсутствует. БНМ чувствителен к нейтронам умеренных энергий (диапазон от сотен кэВ до единиц МэВ). Именно поэтому весьма важно исследовать данные БНМ на предмет множественностей: есть ли они вообще, и каковы их временные характеристики.

Как и в п.1, начнем исследование БНМ с построения ВИМИ. Скорость счета БНМ в несколько раз меньше скорости счета стандартной секции НМ; для повышения статистической точности использованы данные более 400 дней за 2009-2010 гг. На рис.9а представлено ВИМИ для БНМ в Апатитах. Оно весьма похоже на ВИМИ, показанное на рис.1 для стандартного НМ. На всей части, кроме начального интервала ~ 1500 мкс описывается простой экспоненциальной зависимостью, что указывает на пуассоновский характер распределения. И только на интервале времен до 1500 мкс наблюдается отклонение от экспоненты. Значение τ_3 соответствует среднему темпу счета БНМ. Значение τ_1 (173 мкс) не много отличается от соответствующих времен для Баксана (110 мкс) и Баренцбурга (130 мкс). Отличие состоит, во-первых, в гораздо большем значении τ_2 (1540 мкс против 430 мкс), во-вторых, в амплитуде слагаемых. На рис.1 видно, что экспоненциальные функции с τ_1 и τ_2 по амплитуде превышают экспоненту с τ_3 . Т.е. малые интервалы времени в НМ чаще происходят от процессов $Pp1$ и $Pp2$. В БНМ фоновый процесс $Pp3$ по амплитуде выше, чем $Pp1$ и $Pp2$. Однако, это не мешает четко и однозначно выделить последние.

Близость значений времен τ_1 для всех трех станций позволяет предположить, что регистрируется один и тот же процесс – "мгновенные" нейтроны. В стандартном НМ их производит в

основном свинец, окружающий счетчики, в случае БНМ эти нейтроны возникают в окружающих материалах, прежде всего в стенах и крыше здания.

Ввиду того, что разница значений τ_1 и τ_2 в БНМ составляет целый порядок, при отборе событий множественности были реализованы два варианта, отличающиеся значением T_0 : выбрано 500 и 5000 мкс. Первое значение T_0 много меньше τ_2 , и события множественности будут сформированы в основном только процессом Рр1, импульсов от Рр2 в них попадет мало. При $T_0 = 5000$ мкс в образовании событий M одинаково войдут Рр1 и Рр2. Значение $T_{\text{рау}}$ было взято одно, равное 25 мс. Такое значение удовлетворяет тем же условиям, принятым в п.2.1 при поиске множественностей: $T_{\text{рау}} \gg (\tau_1 \text{ и } \tau_2)$ и $T_{\text{рау}} < \tau_3$.

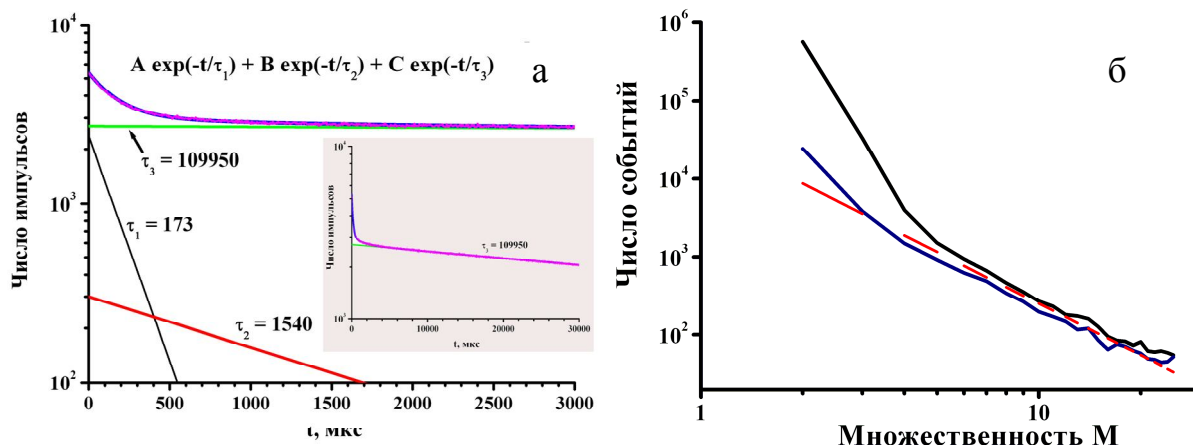


Рис. 9. а) – распределение ВИМИ для БНМ и его аппроксимация суммой трех экспонент, на врезке – это же распределение при более грубой шкале; б) – спектр множественностей для двух значений T_0 – 500 мкс (синий), 5000 мкс (черный) и степенная зависимость с показателем -2.2 (красный пунктир). Спектр составлен на массиве всех данных – более 400 суток

На рис. 9б показаны спектры множественности, найденные при указанных двух значениях T_0 . По форме зависимости, и по абсолютному значению эти спектры очень близки при значении $M > 4$. Это очень важный результат. Значение T_0 увеличивается в 10 раз, а число событий при $M > 4$ вырастает менее чем в 2 раза. И только число событий $M = 2$ и 3 для этих значений T_0 существенно различно. Спектр имеет степенную форму для $M > 4$ с показателем -2.2 , что отличается от показателя спектра для НМ (равен -3.8). Загиб спектра вверх при малых M легко объяснить. Подставив средние значения скорости счета и длительности события $M = 2$ для БНМ в выражения (8), получим вероятность того, что фоновые импульсы случайно образуют событие M . А умножив вероятность на общее число импульсов за время наблюдения, получим число таких событий. Оно составит порядка 10^4 . Как можем видеть на рис.9б, расхождение аппроксимированной линии и измеренного спектра (для $T_0 = 500$ мкс) как раз составляет $\sim 10^4$. Только для $M > 4$ число случайно образованных событий множественности из фоновых импульсов становится много меньше числа истинных.

Построены средние ЗМИ для бессвинцового НМ, приведенные на рис.10а. Хорошо заметно подобие форм зависимостей этих ЗМИ с теми, что показаны на рис. 5 для станций НМ. Точно так же, как на рис. 5, около графиков ЗМИ для $M = 10$ и 15 воспроизведена зависимость $M = 5$ (но только 4 последних интервала). В бессвинцовом НМ наблюдаем то же разделение событий множественности на "основную" часть и "релаксационную", только для БНМ граничным значением является $M = 5$. В основной части межимпульсные интервалы мало меняются так же, как и в ЗМИ для НМ (см. рис. 5). Более того, абсолютные значения в области минимальных значений довольно близки (40-60 мкс). На рис.10б на одном графике приведены ЗМИ для НМ и БНМ. После 10-го интервала ЗМИ для Апатит начинает резко возрастать, однако, до этого значения межимпульсных интервалов для стандартного НМ и БНМ весьма близки. Это тем более поразительно, что в "релаксационных" частях значения интервалов для НМ и БНМ отличаются намного. Но это становится понятным, если вспомнить природу происхождения множественностей на НМ. В п.2 было показано, что события $M > 7$ на НМ происходят от локальных атмосферных ливней и ШАЛ. Видимо, такие ливни (точнее, менее энергичная часть этих же ливней) производит множественности и на БНМ, что и дает примерно одинаковые интервалы. По окончании ливня нейтроны, возникшие внутри НМ быстро поглощаются,

а извне тепловые нейтроны не проникают. Этому способствует конструкция НМ [2]: попавшие нейтроны удерживаются внутри до поглощения, внешние отражаются. У БНМ понятия "внутри" нет, он полностью открыт для притока нейтронов из окружающих тел, где процесс замедления и поглощения нейтронов более долгов.

Резюме по разделу 3

Данные, полученные на БНМ, исследованы теми же способами, что и данные НМ. Вид зависимостей аналогичен тем, что были найдены для НМ в п. 1 и 2. Более того, количественное сравнение зависимостей подтверждает механизмы генерации множественностей и их динамику, которые были предложены для объяснения явления множественности на НМ.

1. Наблюдается разделение событий множественности ($M > 4$) на "основную" часть и "релаксационную", как и в НМ.
2. Значения межимпульсных интервалов в "основной" части для НМ и БНМ близки, несмотря на разное устройство этих детекторов и их чувствительность.
3. Построен спектр множественности для БНМ и определен спектральный индекс.

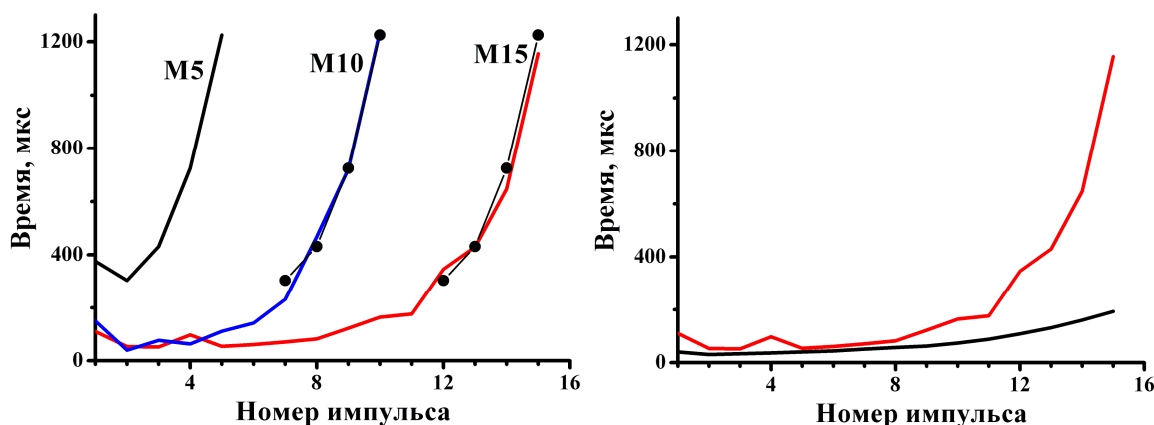


Рис. 10. а) распределение ЗМИ для БНМ для трех значений $M = 5, 10, 15$. Значение T_0 выбрано 5000 мкс. Около концов графиков для $M = 10$ и 15 воспроизведены последние 4 интервала для $M = 5$ (линии с кружками); б) сравнение ЗМИ для НМ (Баксан) и БНМ (Апатиты) при $M = 15$

Заключение

Детально исследованы события множественности, зарегистрированные с помощью новой системы сбора на трех станциях нейтронных мониторов: Баксан, Баренцбург и Апатиты (нестандартный прибор, бесвинцовый нейтронный монитор (БНМ)). Впервые получены данные столь высокого временного разрешения (1 мкс) и выделены три различных процесса, возникающих в НМ и БНМ при регистрации потока космических лучей. Оценен вклад каждого из них в общий счет.

В событиях множественности изучалось распределение импульсов по каналам НМ. Из сравнения моделированного отклика НМ на высокоэнергичный нейтрон с реальными данными следует, что события множественности $M > 7$ происходят не от локального ливня в свинце, а от атмосферного. Оценен размер такого ливня, составляющий ~ 1 м для $M = 7$ и до 20 м для $M > 15$.

Впервые проведено исследование тонкой структуры событий M . Получено убедительное подтверждение того, что множественности ($M > 7$) производятся адронным каскадом, падающим из атмосферы на НМ, а не единичной высокоэнергичной частицей. В результате изучения различных элементов тонкой структуры множественностей этот факт дополнительно подтвержден.

Получены спектры множественности для всех станций. Спектры удовлетворительно описываются степенной зависимостью с показателем -3.8 для стандартных НМ Баксана и Баренцбурга. Для бесвинцового нейтронного монитора в Апатитах показатель равен -2.2 .

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 09-02-00076-а и Программы Президиума РАН №8 «Физика нейтрино и нейтринная астрофизика».

ЛИТЕРАТУРА

1. Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Джаппуев Д.Д., Куджаев А.У., Михайлова О.И. Регистрация кратных нейтронов на разных широтах и атмосферных уровнях // 30-я всерос. конф. по космическим лучам, С.-Петербург, 2-7 июля 2008 г. Тезисы докл. С. 160. 2. Л.И. Дорман Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. М.: Наука, 1975. 462 с. 3. Balabin Yu.V., Gvozdevsky B.B., Vashenyuk E.V., Schur L.I. Neutron multiplicity measurements in Barentsburg during the December 13, 2006 GLE // Physics of Auroral phenomena, 31st annual seminar, 26-29 February, 2008, KSC RAS, Apatity, P. 119-121. 4. Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Вашенюк Э.В., Щур Л.И. Динамика релятивистских СКЛ и регистрация множественных нейтронов в событии. 13.12.2006 г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73, С. 321-323. 5. В.И. Гольданский А.В., Куценко М.И. Подгорецкий. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. Физматгиз. М., 1959. 411 с. 6. Bieber J., Clem J., Duldig M., Evenson P., Humble J. Latitude survey observation of neutron monitor multiplicity // JGR, Vol. 109, A12106, doi:10.1029/2004JA010493, 2004. 7. Садыков Т.Х., Чубенко А.П., Щепетов А.Л., Байгубеков А.С., Жунусбеков М.К., Застрожнова Н.Н., Оскомов В.В. Исследования нейтронной компоненты космических лучей на высоте 1700 м над уровнем моря // 30-я Всероссийская конференция по космическим лучам, С.-Петербург, 2-7 июля 2008 г. 8. Чубенко А.П., Щепетов А.Л., Антонова В.П., Крюков С.В. Регистрация тепловых нейтронов, сопровождающих прохождение широких атмосферных ливней // 30-я Всероссийская конференция по космическим лучам, С.-Петербург, 2-7 июля 2008 г.

Сведения об авторах

Ю.В. Балабин – к.ф.-м.н., научный сотрудник, e-mail: balabin@pgia.ru

Е.А. Маурчев – аспирант, e-mail: maurchev@pgia.ru

Э.В. Вашенюк – д.ф.-м.н., зав. лабораторией, e-mail: vashenyuk@pgia.ru

Б.Б. Гвоздевский – к.ф.-м.н., научный сотрудник, e-mail: gvozdevsky@pgia.ru

ШАЛ И МНОЖЕСТВЕННОСТЬ НА НЕЙТРОННЫХ МОНИТОРАХ

Ю.В. Балабин, Э.В. Вашенюк, Б.Б. Гвоздевский

Полярный геофизический институт КНЦ РАН

Аннотация

На Баксанской нейтринной обсерватории выполнено сопряжение двух детекторов космического излучения: установки ШАЛ "Ковер" и нейтронного монитора (НМ). Благодаря гибкости новой быстродействующей системы сбора мастер-импульс, поступающий от "Ковра" и сигнализирующий о приходе ШАЛ, привязан к данными НМ с точностью до 1 мкс. В результате обработки данных за более чем 220 дней найдено, что время действия ШАЛ на НМ составляет 1 мс. Распределение временных интервалов между импульсами в первую миллисекунду после ШАЛ существенно отличается от среднего для НМ, показывая наличие двух процессов с характерными временами 45 и 230 мкс.

Ключевые слова:

нейтронный монитор, космические лучи, широкие атмосферные ливни, множественность, адроны, распределение интервалов.

**Введение**

На Баксанской нейтринной обсерватории, находящейся на Северном Кавказе на высоте 1700 м. осуществлено сопряжение двух детекторов космического излучения: установки ШАЛ "Ковер" и нейтронного монитора (НМ). Благодаря гибкости новой быстродействующей системы сбора удалось привязать мастер-импульс, поступающий от "Ковра" и сигнализирующий о приходе ШАЛ, к данным НМ с точностью до 1 мкс. Отметим, что "Ковер" чувствителен к электронно-фотонной компоненте ШАЛ, тогда как НМ регистрирует адроны (протоны, нейтроны, пионы) с энергиями больше 50 МэВ. Расстояние между "Ковром" и НМ составляет порядка 15 м, и приборы располагаются в одном здании. Подобное объединение с высокой точностью двух приборов позволяет исследовать адронную компоненту ШАЛ, к которой чувствителен НМ с точностью, ранее недостижимой.

Регистрация событий ШАЛ в НМ

НМ на ст. Баксан состоит из 6 счетчиков (каналов). В системе регистрации создан дополнительный 7 канал, в который поступают импульсы от установки ШАЛ "Ковер". Эти импульсы формируются в момент падения на "Ковер" ШАЛ с пороговой энергией первичной частицы больше 10^{12} эВ ($N_e = 10^5-10^7$) и "вливаются" в общий поток, система фиксирует их наряду с импульсами настоящего НМ. Таким образом, появилась возможность исследовать поток адронов в ШАЛе, которые регистрируются НМ. Средний темп счета по седьмому каналу $F_{EAS} = 70-90$ имп/мин. При последующей обработке можно не только выделить сами эти импульсы ШАЛ, но и изучить распределение импульсов НМ, следующих или непосредственно после ШАЛ, или спустя некоторое время. Подробнее о системе сбора рассказывается в [1, 2].

Алгоритм обработки данных следующий. По обнаружении импульса ШАЛ открывается временное "окно" длительностью T_w . Подсчитываются импульсы НМ и интервалы между ними, попавшие в это "окно". Затем пропускается время T_p , после чего снова открывается "окно" длительностью T_w для контрольного сбора. Из предварительной обработки данных (порядка 30-40 дней) найдено, что возможное влияние ШАЛ на НМ оканчивается на протяжении 1 мс. Исходя из этого, принято $T_w = 1$ мс, $T_p = 25$ мс.

Первая и самая важная обработка данных – построение распределения временных интервалов между импульсами (ВИМИ). ВИМИ – это подсчет количества раз, когда интервал между импульсами был равен t мкс. Вид ВИМИ несет немало информации о природе процессов, происходящих в НМ [3]. На рис. 1а показан результат обработки данных. Использован весь массив – 224 дня за 2009 г. Выбор значения T_p определялся тем, чтобы НМ был свободен от нейтронов предыдущего ШАЛ. Увеличение же T_w более 1000 мкс совершенно ничего не дает: распределение ВИМИ ШАЛ и контрольное сливаются. Это хорошо видно уже на рис. 1а. Уточним, что представленное ВИМИ нормировано на 100 дней.

Хотя средний интервал между импульсами ШАЛ около 1 сек, и вероятность появления двух импульсов ШАЛ на интервале 27 мс невелика, при обработке отбирались только те случаи, когда интервал между импульсами ШАЛ был больше, чем $(T_p + 2 \cdot T_w)$, чтобы полностью исключить возможность попадания в контрольное "окно" импульсов от нового ШАЛ. Также выполнялся контроль подлинности импульсов ШАЛ, поступивших на НМ. Импульсы от установки ШАЛ имеют длительность 50 мкс, система регистрации НМ фиксирует начало и конец каждого импульса. При обработке данных проверяется, имеется ли по каналу 7 в наличии задний фронт импульса через 50 мкс. Если временной интервал от переднего до заднего фронта другой величины, импульс засчитывается как помеха. Созданная схема контроля импульсов ШАЛ весьма эффективна.

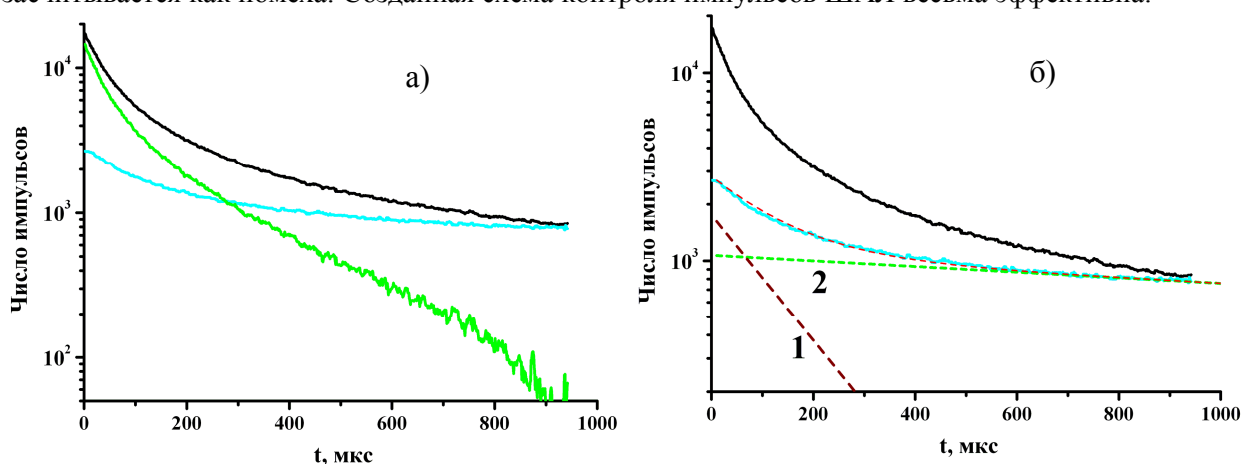


Рис. 1. а) – распределение ВИМИ во временном "окне" T_w сразу после ШАЛ (черная линия), в контрольном "окне" (голубая) и их разность (зеленая); б) – пример аппроксимации ВИМИ для контрольного "окна" (голубая линия) суммой двух экспонент (красная пунктирная линия). Сами экспоненциальные функции отмечены цифрами 1 и 2. Черная линия – повторено ВИМИ для ШАЛ

Из рисунка видно, что количество коротких интервалов (до 200-300 мкс) между импульсами сразу после появления ШАЛ (далее для краткости будем называть это "при ШАЛ") в несколько раз превосходит их количество к контрольному "окне". Однако, уже к значению $t \sim 1000$ мкс количество их сравнивается. Таким образом, выбранное время паузы $T_p = 25$ мс после ШАЛ для контрольного сбора удовлетворяет условию, чтобы адроны от ШАЛ полностью поглотились и рассеялись. Сложим все импульсы НМ, зарегистрированные "при ШАЛ" и в контрольном "окне": $N_{EAS} = 3.2 \cdot 10^6$, $N_C = 1.5 \cdot 10^6$, а разность их $\Delta N = 1.7 \cdot 10^6$, а в сутки это составит $\Delta n = 1.7 \cdot 10^4$. Можно уверенно принять, что эти импульсы образованы именно адронами ШАЛ. Следовательно, первый результат: время действия ШАЛ на НМ составляет около 1000 мкс. Это значение расходится с тем, что определено в [4, 5]. Причина в том, что там речь идет о другом энергетическом диапазоне. НМ регистрирует адроны с энергиями не менее 50 МэВ, а в указанных и других работах исследуются тепловые нейтроны ШАЛ.

Нет причин сомневаться, что как фоновый поток космических лучей (КЛ), так и появление событий ШАЛ происходят случайно и подчиняются закону Пуассона

$$p_k(t) = \frac{(N_0 \cdot t)^k}{k!} \exp(-N_0 \cdot t) \quad (1)$$

где $p_k(t)$ – вероятность появления k импульсов (частиц) за время t ; N_0 – средняя интенсивность потока в единицу времени. Тогда распределение ВИМИ будет экспоненциальным [6]:

$$n(t) = n_0 \cdot \exp(-t/\tau) \quad (2)$$

где $n(t)$ – число интервалов длительностью t ; τ – характеристическое время, $\tau = 1/N_0$; n_0 – множитель, определяемый длиной интервала, в течение которого происходит сбор ВИМИ.

Распределения Пуассона имеет следующее свойство [6]: сумма двух пуассоновских процессов со средней интенсивностью N_1 и N_2 соответственно будет пуассоновским распределение с интенсивностью $N_t = N_1 + N_2$. Следовательно, распределение ВИМИ $n(t)$ для суммы двух процессов будет иметь вид (2) с $\tau = 1/N_t$, а никак не вид суммы двух экспонент с $\tau_1 = 1/N_1$ и $\tau_2 = 1/N_2$. Однако, если два пуассоновских процесса не равноправны по условиям (либо процессы N_1 и N_2 "включаются" попеременно, либо их вероятности вклада в суммарный поток различны [6]), в распределении как раз будут наблюдаться собственные экспоненциальные зависимости $n_1(t)$ и $n_2(t)$,

соответствующие исходным процессам N1 и N2. Это очень важное свойство распределения Пуассона. Поскольку на рис. 1а ВИМИ показано в полулогарифмическом масштабе, экспоненциальная зависимость отображается в виде линии. Как видим, реальные ВИМИ отклоняются от линейной зависимости. Нелинейная в выбранном масштабе форма ВИМИ указывает, что исследуемый процесс является сложной суммой пуассоновских процессов; и при выполнении аппроксимации решение это касается всех представленных ВИМИ в этой работе.

Сравнение величин Δn и F_{EAS} показывает, что далеко не на каждый ШАЛ отзывается НМ. Прямой подсчет доли эффективных ШАЛ (которые сопровождались хотя бы одним импульсом в НМ) к их общему числу дает величину ~ 0.08 . Объясняется это тем, что "Ковер" регистрирует электронно-фотонную компоненту ШАЛ, а НМ чувствителен только к адронной его части, размеры которой значительно меньше [7]. Расстояние от центра "Ковра" до НМ составляет ~ 20 м, поэтому не всякий зарегистрированный ШАЛ покрывает своим ядром сразу два прибора. Не следует упускать из виду и невысокую эффективность регистрации адронов НМ: она составляет ~ 0.3 [8].

Исходя из того факта, что потоки КЛ и ШАЛ в нашем случае независимы, а вероятность их регистрации на НМ различна, можно принять, что имеем сложную сумму пуассоновских процессов. Контрольное распределение ВИМИ построено только на фоновом потоке КЛ, тогда как ВИМИ "при ШАЛ" есть сумма потоков КЛ и собственно ШАЛ (ведь на время действия ШАЛ фоновый поток КЛ не прекращается). Тогда можно записать:

$$G(t) = G_{EAS}(t) + G_C(t) \quad (3)$$

где $G(t)$ – функция, описывающая ВИМИ, построенное "при ШАЛ", $G_{EAS}(t)$ – функция для ВИМИ собственно от ШАЛ, $G_C(t)$ – контрольное ВИМИ. Видим, что ВИМИ, построенное "при ШАЛ" составляется из суммы двух функций, описывающих чисто ШАЛ и контрольное ВИМИ. Из (3) можно получить распределение $G_{EAS}(t)$ как разность между $G(t)$ и $G_C(t)$.

На рис. 1б показан пример аппроксимации контрольного ВИМИ суммой двух экспонент (пунктирная кривая). Сами экспоненциальные функции, входящие в сумму, приведены пунктирными линиями и отмечены цифрами 1 и 2. Экспонента 2 имеет очень большое значение τ , близкое к такому значению среднего фонового потока, а для экспоненты 1 $\tau = 120$ мкс, что весьма близко к величине времени жизни "мгновенных" нейтронов в НМ. Подробнее об этом рассказано в [1-3]. Совпадение слагаемых аппроксимирующей функции контрольного "окна" с прежними результатами служит дополнительным подтверждением корректности этих результатов.

На рис. 1а приводится эта разность между $G(t)$ и $G_C(t)$, а ее аппроксимация суммой двух экспонент – на рис. 2а. Наблюдается существенное отклонение зависимости от линейной формы, что однозначно указывает на сложную сумму пуассоновских процессов, участвующих в процессе, обусловленном собственно ШАЛ.

$$G_{EAS}(t) = A \cdot \exp(-t/\tau_3) + B \cdot \exp(-t/\tau_4) \quad (4)$$

Численные значения характеристических времен $\tau_3 = 45$ и $\tau_4 = 230$ мкс. При этом величина τ_3 близка к временным интервалам в событиях множественности $M > 12$ [3]. Поскольку в данной работе производился отбор не событий фиксированной множественности M , а любых событий на интервале 1000 мкс после ШАЛ, в ВИМИ внесли вклад различные M . Отметим, что величина τ_4 малоинформативна: во-первых, она по сути является временем релаксации НМ на воздействие ШАЛ, во-вторых, ее значение по порядку величины равно T_w (времени сбора импульсов). В этом случае длительность "окна" будет оказывать заметные искажения на процессы измерения с характеристическими временами не намного меньшими ее самой. А вот τ_3 имеет столь малую величину, что влияние T_w на нее мало. Также τ_3 несет информацию о самом ШАЛ: о его плотности и времени действия.

События множественности на НМ и ШАЛ

В работе [3] подробно исследуются события множественности на НМ. Здесь рассматриваются только множественности, связанные с ШАЛ. Напомним, событие множественности M – это регистрация M нейтронов, за короткое время появившихся в НМ. Задан следующий алгоритм поиска и отбора множественности:

- 1) перед событием множественности должен быть интервал времени длительностью не менее $T_{\text{рау}}$, в течение которого нет импульсов НМ;
- 2) интервалы между следующими друг за другом импульсами НМ не должны превышать величину T_0 . Общая длительность пачки импульсов зависит от номера множественности;
- 3) непременно во время события M должен быть зарегистрирован импульс от ШАЛ.

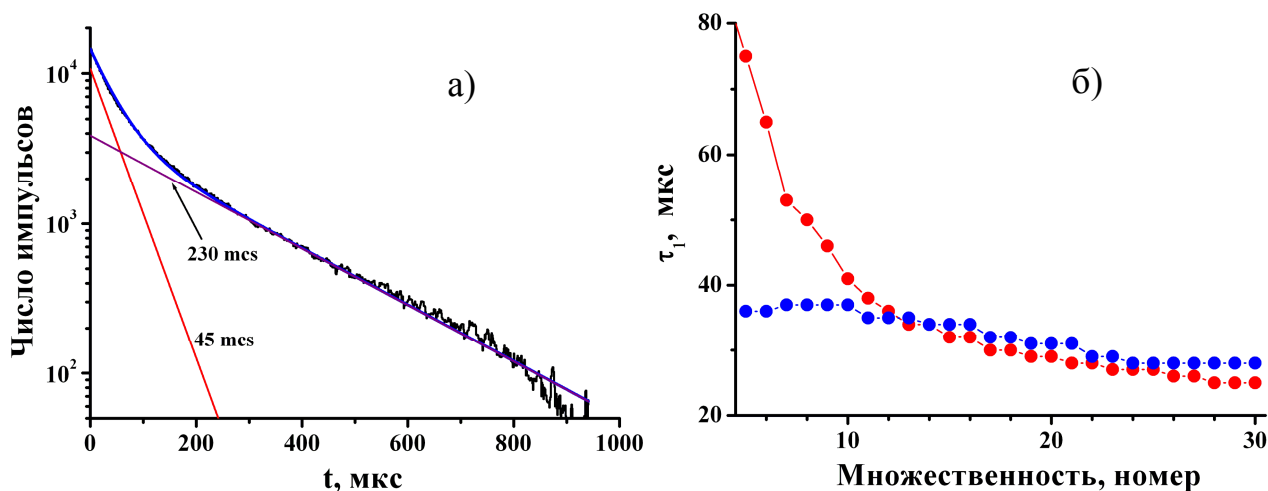


Рис. 2. а) – результат аппроксимации по (4) разности распределений "при ШАЛ" и контрольного ВИМИ. Черная линия – разность $G(t)$ и $G_c(t)$, синяя – аппроксимирующая функция в виде суммы двух экспонент, красная и лиловая линии – слагаемые суммы. Число импульсов дано среднее за 100 дней. б) – зависимость характеристических времен τ от номера множественности; красным цветом показаны значения τ , найденные в работе [3], синим – с условием присутствия импульса ШАЛ

В работе [3] используются те же самые критерии отбора событий M , что 1) и 2), а условие 3) – введено только здесь. В [3] найдены оптимальные значения величин для поиска событий множественности: $T_0 = 500$ и $T_{\text{раб}} = 5000$ мкс. Такие же значения использованы в этой работе. В процессе обработки данных [3] были построены ВИМИ для событий фиксированной множественности M до значений $M = 30$. Вид этих "частных" ВИМИ подобен приведенному на рис. 2а; аппроксимация их достигается также суммой двух экспонент. При этом существенное значение имеет первое слагаемое с коротким характеристическим временем τ , характеризующим плотность и энергию адронов, падающих на НМ. Полезно сравнить (рис. 2б) зависимость τ от M , найденную в [3] (назовем ее "общей"), с аналогичной для множественностей, отбираемых по условиям 1)-3). Как видим, значения τ "общей" (красная линия) и только "при ШАЛ", (синяя линия) на рис. 2б имеют близкие значения при $M > 10$. При этом величина τ "при ШАЛ" изменяется мало на всем диапазоне $M = 5-30$ и не превосходит 40 мкс. Вид зависимости "общей" τ объясняется в [3]: малые кратности ($M < 10$) образуются от локальных атмосферных ливней (размер их ~ 1 м) с малым числом частиц высоких энергий. Попадание таких частиц в НМ разрознено и довольно редко; такая частица, попав в НМ, производит вторичные нейтроны в свинце, которым для замедления необходимо дополнительное время. Множественности $M > 10$ происходят от интенсивных и обширных локальных ливней (размер 3-5 м и более), покрывающих весь НМ.

В [3] удалось разделить составляющие сумму экспоненты. Было найдено, что в событиях $M > 10$ на начальной фазе (ВИМИ по первым ($M - 7$) импульсам) присутствует только одна экспоненциальная зависимость с малым характеристическим временем $\tau = 40-25$ мкс, тогда как ВИМИ по последним 7 импульсам дает экспоненту с $\tau > 230$ мкс. Пример такого разделения показан на рис. 3. На всем массиве событий множественности $M = 20$ построены три вида ВИМИ: только по первым 10 интервалам, только по 7 последним и по всем интервалам. На примере событий $M = 20$ показано временное разделение компонентов, составляющих эти события. Распределение импульсов с коротким временем τ_1 существует на "основной" части события [3], распределение с большим τ_2 существует на "релаксационной" части. Поскольку релаксация НМ после воздействия локального ливня малоинформативна [3], характеристикой событий является малое τ_1 . На рис. 2б приведены значения как раз малого характеристического времени для $M = 5-30$. Сравнение зависимостей на рис. 2б показывает, что множественности $M > 10$ происходят от локальных адронных атмосферных ливней, подобных адронной компоненте ШАЛ по плотности и энергетическому составу.

В [3] был получен спектр множественностей. В этой работе подсчитано количество событий множественностей "при ШАЛ" и взято отношение их числа к общему количеству событий для каждого M . Результат показан на рис. 4.

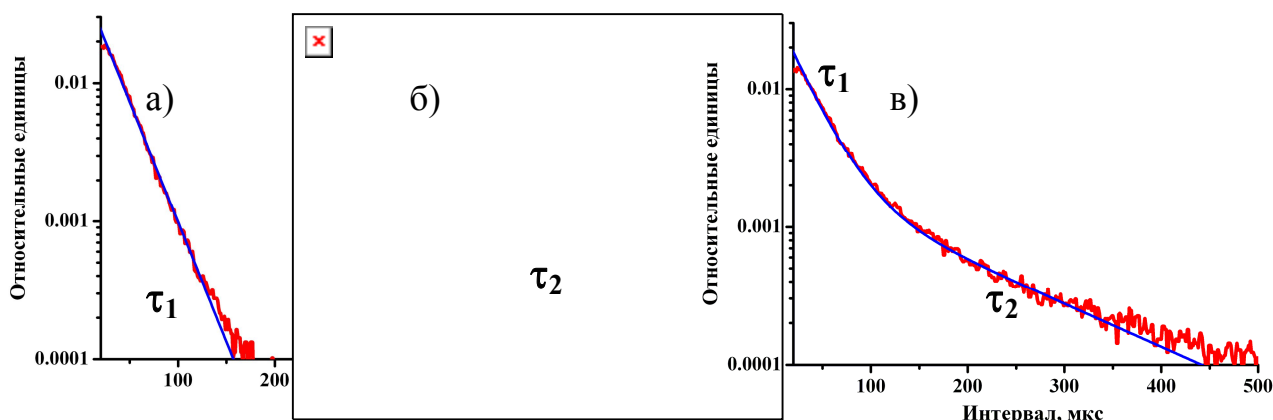


Рис. 3. ВИМИ, построенное по событиям $M = 20$. а) – ВИМИ по первым 10 интервалам; б) – ВИМИ по последним 7 интервалам; в) – ВИМИ по всем интервалам. Синим цветом показана аппроксимирующая функция: для а) и б) это простые экспоненты, для в) – их сумма

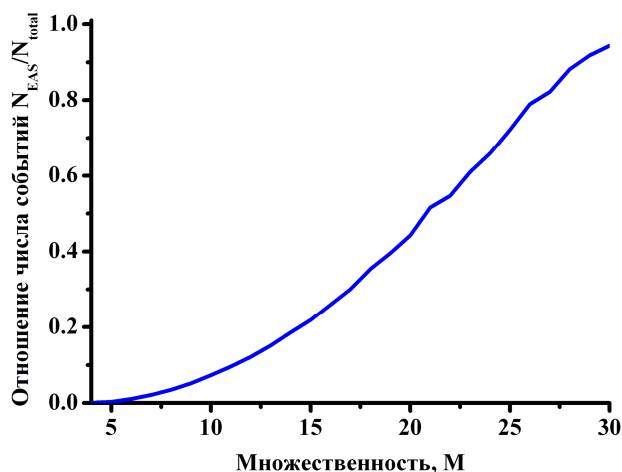


Рис. 4. Отношение числа событий множественности M "при ШАЛ" к общему их количеству

Обращает внимание, что при $M > 15$ это отношение линейно растет и быстро подходит к 1, в то время как при $M < 10$ доля событий M "при ШАЛ" ничтожно мала от общего числа таких событий. Из рис. 4 следует, что практически все события $M > 25$ происходят "при ШАЛ", а события $M < 15$ в основном происходят без ШАЛ. В то же время, как показано в [3], события $M > 7$ образуются от локальных атмосферных ливней, и их действие на НМ характеризуется распределением импульсов с $\tau \sim 25-40$ мкс (см. рис. 2б). В итоге можно утверждать следующее, объединив результаты [3] и настоящей работы: события $M < 7$ производятся локальными ливнями в свинце (вывод получен в [3]), события $M = 10-20$ образуются от локальных атмосферных ливней, а события с $M > 25$ создаются ШАЛ (вывод на основе этой работы). А из сравнения рис. 2б и рис. 4 следует вывод, что, хотя доля множественностей $M = 10-20$, сопровождающихся ШАЛ, мала, однако, все эти события (с ШАЛ и без него) имеют одно малое характеристическое время.

Заклучение

Проведено исследование распределения импульсов НМ, появляющихся непосредственно после мастер-импульса ШАЛ. Выполнено сравнение аналогичного распределения для контрольных интервалов вдали от ШАЛ. Обнаружено, что адронная компонента ШАЛ оказывает воздействие на стандартный НМ в течение не более 1 мс после прихода. Построение распределения временных интервалов между импульсами (в пределах 1 мс после ШАЛ) показало наличие последовательностей

импульсов НМ, образованных высокоэнергичными адронами, появляющимися в НМ во время ШАЛ. Эта популяция частиц имеет среднее время жизни внутри НМ 45 мкс.

Обнаружено, что доля событий множественности $M > 25$, сопровождающихся ШАЛ, от общего числа таких событий приближается к 1, тогда как такая же доля для $M < 15$ ничтожно мала.

Выполнено сравнение характеристик событий множественности на НМ, отобранных по условию "непосредственно после ШАЛ", и общего массива множественностей M . Найдено, что временные характеристики распределения импульсов в событиях $M > 10$ для обоих случаев совпадают. Это указывает на то, что события с $M > 10$ образуются от локальных адронных ливней с характеристиками, близкими к тем, что имеются в адронной компоненте ШАЛ.

Авторы благодарят РФФИ 09-02-00076-а и Программу Президиума РАН № 8 «Физика нейтрино и нейтринная астрофизика» за оказанную поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Джаппуев Д.Д., Куджаев А.У., Михайлова О.И. Регистрация кратных нейтронов на разных широтах и атмосферных уровнях // 30-я Всероссийская конференция по космическим лучам, С.-Петербург, 2-7 июля 2008 г. Тезисы докл. С. 160. 2. Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., Вашенюк Э.В., Щур Л.И. Динамика релятивистских СКЛ и регистрация множественных нейтронов в событии 13.12.2006 г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73, С. 321-323. 3. Балабин Ю.В., Вашенюк Э.В., Джаппуев Д.Д., Гвоздевский Б.Б., Маурчев Е.А., Куджаев А.У., Михайлова О.И. Исследование локальных атмосферных ливней на нейтронных мониторах // 31-я Всероссийская конференция по космическим лучам, Москва, 3-9 июля 2010 г. 4. Чубенко А.П., Щепетов А.Л., Антонова В.П., Крюков С.В. Регистрация тепловых нейтронов, сопровождающих прохождение широких атмосферных ливней // 30-я Всероссийская конференция по космическим лучам, С.-Петербург, 2-7 июля 2008 г. 5. Стенькин Ю.В., Волченко В.И., Джаппуев Д.Д., Куджаев А.У., Михайлова О.И. Нейтроны в ШАЛ // 29-я Всероссийская конференция по космическим лучам. Москва, 2006 г. 6. Гольданский В.И., Куценко А.В., Подгорецкий М.И. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. М.: Физмат, 1959. 411 с. 7. Хаякава С. Физика космических лучей. Ч. I. М.: Мир, 1973. 703 с. 8. Дорман Л.И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. М. Наука, 1975. 462 с.

Сведения об авторах

Балабин Юрий Васильевич – к.ф.-м.н., научный сотрудник, e-mail: balabin@pgia.ru

Вашенюк Эдуард Владимирович – д.ф.-м.н., зав. сектором, e-mail: vashenyuk@pgia.ru

Гвоздевский Борис Борисович – к.ф.-м.н., научный сотрудник, e-mail: gvozdevsky@pgia.ru

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ ФАЗ ГАРМОНИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ НА СЕТИ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ СТАНЦИЙ

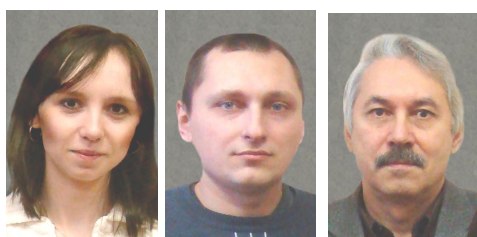
О.М. Лебедь, С.В. Пильгаев, Ю.В. Федоренко
Полярный геофизический институт КНЦ РАН

Аннотация

В настоящей работе обсуждаются методы обработки записей поля источника гармонического сигнала, полученных при помощи системы сбора, созданной в ПГИ, позволяющие определить значение фазы и амплитуды сигнала в точках наблюдений и оценить их доверительные интервалы. Предложенные алгоритмы иллюстрируются результатами обработки записей сигнала передатчика Зевс в обсерваториях ПГИ Ловозеро и Баренцбург и в четырех близко расположенных точках в окрестности г. Апатиты, Мурманская область.

Ключевые слова:

гармонический сигнал, измерение фазы.



Введение

Результаты наблюдений электрических и магнитных компонент сигналов на сети геофизических станций в диапазоне частот от десятых долей до нескольких сотен герц необходимы для изучения динамики магнитосферной и ионосферной плазмы, используются при электромагнитном зондировании земной коры и служат основой теоретических и экспериментальных исследований в задачах коммуникации и навигации. При проведении таких наблюдений исследователи часто ограничиваются анализом поведения амплитуды и спектральной плотности мощности регистрируемых сигналов и изучением особенностей их поляризации в точках измерений. Очевидно, что при этом не используется важная информация об относительных фазах сигналов, которая необходима для точной записи и реконструкции волновых полей.

В настоящее время при исследовании физических процессов, определяющих распространение низкочастотных электромагнитных сигналов в ионосферной и магнитосферной плазме и в волноводе Земля-ионосфера, а также при восстановлении структуры земной коры, широко применяется численное моделирование. Результаты моделирования представляются либо в виде зависимостей компонент поля от времени в каждой точке области, в которой ведется моделирование, либо в виде пространственного распределения амплитуд и фаз гармонического источника. И в том, и в другом случае при проведении наблюдений на сети станций с целью анализа влияния геофизических явлений на поведение фаз сигналов и сравнения полученных данных с результатами моделирования необходимо синхронизировать с микросекундной точностью измерения на станциях.

Требования к системе сбора данных

После появления дешевых и малопотребляющих приемников GPS разработка таких систем заметно упростилась. Одной из последних разработок является регистратор ОНЧ сигналов, описанный, например, в [1]. Он первоначально был использован для восстановления пространственной структуры модуляционных токов в нагревных экспериментах, проводимых на стенде HAARP [2], а после стал использоваться как интерферометрический ОНЧ-регистратор широкого назначения. Для синхронизации отсчетов данных, получаемых этим регистратором, с мировым временем, применена синхронизация задающего генератора аналого-цифрового преобразователя (АЦП) импульсами PPS, поступающими раз в секунду с приемника GPS [3]. Отметим, что такое техническое решение просто реализуется, но требует размещения приемника GPS вблизи от регистратора.

Измерения электромагнитных полей в диапазоне частот 0.3 – 300 Гц, как правило, проводятся в условиях сильных помех от линий электропередач и мощных электрических устройств. Для снижения уровня помех индукционные датчики и антенны для измерения электрического поля устанавливаются на удалении как минимум несколько сотен метров от обсерватории. На таких расстояниях использование аналоговых линий для передачи выходных напряжений датчиков к установленному в обсерватории синхронизируемому АЦП может привести к повышению уровня

помех вследствие наводок на аналоговые линии. Для устранения таких наводок рекомендуется устанавливать АЦП в непосредственной близости к датчикам и передавать в обсерваторию нечувствительный к наводкам цифровой сигнал. Для гальванической развязки датчиков и обсерватории желательно использовать оптоволокно и обеспечить аккумуляторное питание усилителей датчиков и АЦП. Очевидно, что трудно следовать этим рекомендациям при необходимости размещения GPS приемника вблизи датчиков. Иногда просто невозможно так установить GPS, например, при установке датчиков в подвалах зданий, в шахтах или в густом лесу.

Система сбора данных

В Полярном геофизическом институте разработана синхронизируемая с мировым временем система сбора данных, удовлетворяющая приведенным выше рекомендациям помехоустойчивого приема [4-5]. Главным ее отличием от известных является то, что в ней синхронизируется не АЦП, а поток данных, собранных в пакеты. Для этого используется синхронизирующее устройство, записывающее в приходящий после прохождения фронта PPS пакет данных промежутки времени между фронтом импульса PPS и первым байтом пакета [4]. Окончательная привязка отсчетов данных к мировому времени производится при помощи программно реализованной системы фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ). Вместе с каждым отсчетом данных в файл записывается время этого отсчета. Такая программно-аппаратурная структура позволяет обеспечить малое потребление, возможность установки АЦП с гальванической развязкой в труднодоступных местах и передачу данных по симплексному каналу, но приводит к усложнению обработки данных. В настоящей работе обсуждаются особенности обработки записей поля источника гармонического сигнала, полученных при помощи этой системы сбора. Предложенные алгоритмы иллюстрируются результатами обработки записей сигнала передатчика Зевс, полученных в обс. Ловозеро (координаты: 68°02'00" с.ш. и 35°00'42" в.д.), обс. Баренцбург (координаты: 78°04'00" с.ш. и 14°13'00" в.д.) и в четырех точках в окрестности г. Апатиты.

Алгоритмы обработки

Определение амплитуды и фазы сигнала

При совместной обработке сигналов, зарегистрированных на сети станций, желательно, чтобы каждый отсчет данных был взят в одно и то же время на всех станциях. В разработанной в ПГИ синхронизированной системе сбора это пожелание не выполняется – частота дискретизации на всех станциях разная, к тому же она изменяется со временем в пределах, определяемых качеством генератора тактовой частоты АЦП. При обработке широкополосных сигналов это пожелание превращается в требование, которое может быть удовлетворено приведением частот дискретизации на разных станциях к одной частоте интерполяцией отсчетов.

При анализе же гармонических сигналов с известной высокостабильной частотой f_0 это не нужно – наличие времени в каждом отсчете данных позволяет вычислять амплитуды и фазы сигнала на каждой станции оптимальным методом [6].

Если шум отсутствует, а значение частоты сигнала $\omega_0 = 2\pi f_0$ известно точно, отсчеты принятого сигнала можно записать в виде

$$s_m = a \cos \omega_0 t_m - b \sin \omega_0 t_m$$

Здесь m – номер отсчета, t_m – время отсчета s_m . Очевидно, что

$$a = 2 \langle s_m \cos \omega_0 t_m \rangle_T,$$

$$b = 2 \langle s_m \sin \omega_0 t_m \rangle_T,$$

угловые скобки означают усреднение по всему набору отсчетов за время наблюдения T . Амплитуда A и фаза φ гармонического сигнала вычисляются как

$$A = \sqrt{a^2 + b^2} \text{ и}$$

$$\varphi = \arctan(b/a).$$

При присутствии в сигнале s_m аддитивного шума параметры a и b будут распределены по закону, зависящему от плотности распределения шума и его мощности, следовательно, оценки амплитуды и фазы сигнала также будут случайными величинами. В практически важном случае шума, распределенного по нормальному закону с нулевым средним, оценка амплитуды сигнала распределена по обобщенному закону Рэлея (закону Рэлея-Райса).

$$W_1(\rho) = \frac{\rho}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{\rho^2 + \alpha^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{\alpha\rho}{\sigma^2}\right), \rho > 0.$$

Здесь I_0 – функция Бесселя нулевого порядка, α – истинное значение амплитуды, σ^2 – дисперсия оценок a и b , c – оценка амплитуды сигнала.

Закон распределения фазы в случае $\alpha \gg \sigma$ асимптотически нормальный со средним φ_0 и дисперсией $(\sigma/\alpha)^2$. Для небольших значений $\varphi - \varphi_0$ он имеет вид

$$W_1(\rho) \sim \frac{\alpha}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\alpha^2(\varphi - \varphi_0)^2}{2\sigma^2}\right).$$

Определение доверительных интервалов

При сравнении наблюдений на нескольких станциях друг с другом и с результатами моделирования необходимо знать не только средние и наиболее вероятные значения амплитуд и фаз, но и абсолютные ошибки измерений. Вопрос об оценке ошибок измерений не является тривиальным, поскольку оптимальный метод оценки амплитуды и фазы позволяет получить одно значение амплитуды и одно – фазы для каждой реализации, т.е. промежутка времени, в котором непрерывно передавался сигнал с постоянной частотой. Чтобы получить ансамбль значений амплитуды и фазы и оценить плотность их распределения, нужен ансамбль реализаций, статистически идентичных исходной.

Предположим, что статистические свойства шума практически не изменяются в малой окрестности частоты сигнала. Это предположение в нашем случае является вполне обоснованным, так как спектральная плотность шума, обусловленная геомагнитными возмущениями, с частотой изменяется плавно. Импульсная помеха, обусловленная удаленными молниевыми разрядами (атмосфериками), также является широкополосной. Тогда, считая принимаемый сигнал аддитивной суммой передаваемого сигнала и шума, для получения многих реализаций принимаемого сигнала можно воспользоваться реализациями шума, взятыми вблизи частоты сигнала f_0 .

В рамках принятого предположения о широкополосности мешающего шума для оценки доверительных интервалов мы предлагаем следующий алгоритм:

1. Оцениваем амплитуду и фазу сигнала с частотой f_0 .
2. Выбираем набор ω_n из N частот с шагом $2\pi/T$ слева и справа от частоты сигнала.
3. Создаем набор $s_n(t_m) = A \cos(\omega_n t_m + \varphi)$, используя вычисленные ранее оценки амплитуды и фазы исследуемого сигнала с частотой $\omega_0 \neq \omega_n \forall n$, и складываем этот набор с записью.
4. Оцениваем a_n и b_n на частотах ω_n и исследуем плотности распределения вероятности ансамблей $\{a_n\}$ и $\{b_n\}$ на принадлежность к нормальному закону распределения. При положительном результате теста значения доверительных интервалов вычисляются аналитически [6]. В противном случае рассчитываем $A_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2}$ и $\varphi_n = \arctan(b_n/a_n)$ и вычисляем доверительные интервалы для заданной доверительной вероятности непосредственно по наборам $\{A_n\}$ и $\{\varphi_n\}$.

Предложенный алгоритм расчета доверительных интервалов был успешно испытан численно на реализациях, полученных при помощи программного генератора шума.

Результаты испытаний системы сбора данных

Для иллюстрации работы системы сбора данных были выбраны и обработаны записи сигнала передатчика Зевс, полученные в obs. Ловозеро, obs. Баренцбург и в четырех точках в окрестности г. Апатиты.

В ходе испытаний 10 и 14 ноября 2008 г. были проведены 4 сеанса измерений Н-компоненты магнитного поля от гармонического источника с частотой 82 Гц – передатчика Зевс. Одна измерительная система устанавливалась на опорной точке и не передвигалась, при помощи мобильной системы производились измерения в различных точках. На рис. 1а приведены разность фаз сигналов и расстояние от мобильной системы до центра антенны передатчика для каждого из измерений. Первое измерение проводилось двумя системами в одной точке. Перемещение мобильной системы на 600 м ближе к источнику (измерение 2) вызвало значимый (доверительные интервалы не перекрываются) сдвиг фаз около 2° , а перемещение на 7.8 км привело к сдвигу фаз на 13° . Несмотря на то, что расстояние до антенны при 4-м

измерении уменьшилось, сдвиг фаз также уменьшился, что, по-видимому, связано с неоднородностью земной коры, вызывающими локальные искажения формы фазового фронта.

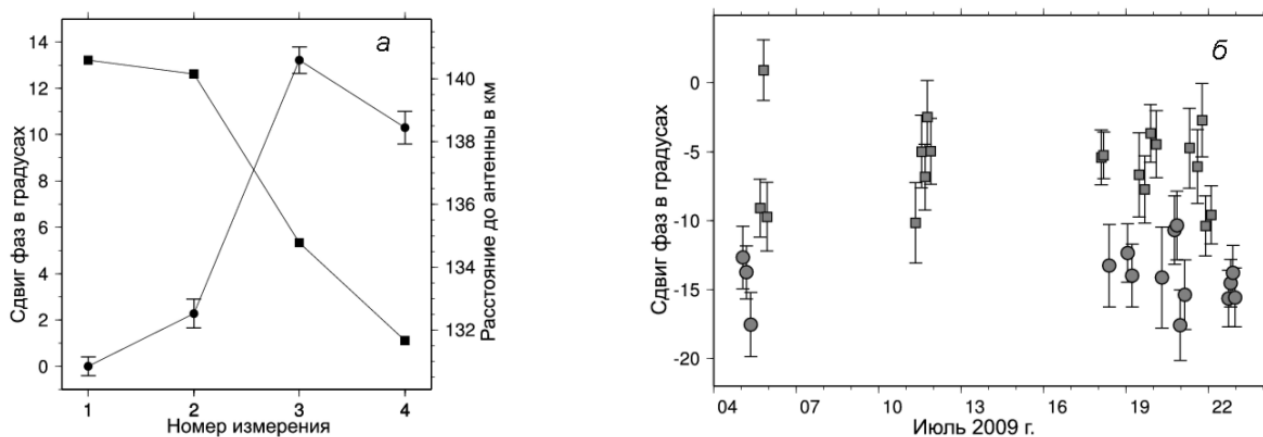


Рис. 1. Результаты испытаний системы сбора данных: а – сдвиг фаз (кружки с 95%-ми доверительными интервалами) и расстояние от антенны (квадраты) при измерениях в окрестности г. Апатиты, б – результаты измерения разности фаз в obs. Баренцбург и obs. Ловозеро от южной (кружки) и северной (квадраты) антенн передатчика Зевс

На рис. 1б показана разность фаз между сигналами в obs. Ловозеро и obs. Баренцбург в июле 2009 г. Для обработки были выделены те участки, где не было манипуляций сигнала Зевса. Применение методики расчета доверительных интервалов измерений позволяет выделить статистически значимые отклонения разности фаз. Из рисунка видно, что разность фаз между Ловозером и Баренцбургом при работе южной и северной антенн значимо разная, а доверительные интервалы почти всегда перекрываются.

Выводы

В данной работе была рассмотрена система сбора геофизических данных, разработанная в ПГИ. Рассмотрены ее преимущества по сравнению с уже существующими системами. В ходе работы описаны алгоритмы обработки записей поля источника гармонического сигнала, полученных при помощи этой системы сбора. Приведены методика оптимальной оценки амплитуды и фазы гармонического сигнала с известной частотой в гауссовом и произвольном шуме и методика оценки их доверительных интервалов. Работа системы сбора данных и описанных в статье алгоритмов проиллюстрирована на примере выбранных и обработанных записей сигнала передатчика Зевс, полученных в obs. Ловозеро, obs. Баренцбург и в четырех точках в окрестности г. Апатиты.

Использование разработанной в ПГИ системы сбора данных дает возможность получения точности синхронизации отсчетов данных с мировым временем со среднеквадратичной ошибкой не более 1 мкс. Применение приведенных в статье методик обработки позволяет выделять статистически значимые отклонения разности фаз при обработке гармонических сигналов в гауссовом и произвольном шуме.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cohen, M.B., Inan U.S., Paschal E.W. (2010), Sensitive broadband ELF/VLF radio reception with the AWESOME instrument, IEEE Trans. Geosc. Remote Sensing, Vol. 48, Issue 1, P. 3-17.
2. Payne J.A., Inan U.S., Foust F.R., Chevalier T.W., and Bell T.F. (2007). HF modulated ionospheric currents. Geophys. Res. Lett. Vol. 34, L23101, doi:10.1029/2007GL031724.
3. Payne J.A. (2007). Spatial structure of very low frequency modulated ionospheric currents, Ph.D. thesis, Stanford Univ., Stanford, Calif.
4. Пильгаев С.В., Ахметов О.И., Филатов М.В., Федоренко Ю.В. Универсальное устройство синхронизации данных от GPS приемника. ПТЭ, 2008, № 3, С. 175-176.
5. Федоренко Ю.В., Пильгаев С.В., Филатов М.В., Ахметов О.И. Прецизионный четырехканальный 22-разрядный аналого-цифровой преобразователь на основе AD7716. ПТЭ. 2009. № 4, С. 179-180.
6. Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники. Кн. 1, «Советское радио», 1966.

Сведения об авторах

Лебедь Ольга Михайловна – стажер-исследователь, e-mail: olgamiysh@yandex.ru

Пильгаев Сергей Васильевич – младший научный сотрудник, e-mail: pilgaev@pgia.ru

Федоренко Юрий Валентинович – к.ф.-м.н., доц., зав. лабораторией, e-mail: yury.fedorenko@gmail.com

ЭМУЛЯТОР ГЛОНАСС/GPS ПРИЕМНИКА ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В КАЧЕСТВЕ ИСТОЧНИКА ТОЧНОГО ВРЕМЕНИ

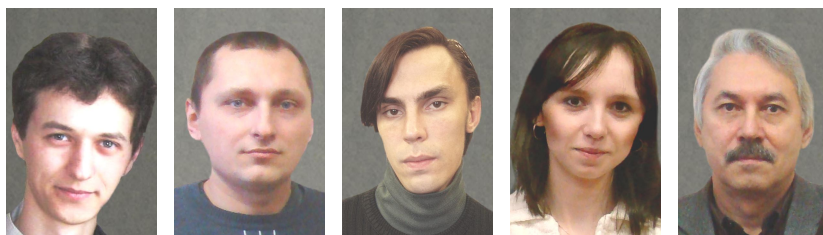
М.Е. Шкарбалиук, С.В. Пильгаев, А.В. Ларченко, О.М. Лебедь, Ю.В. Федоренко
Полярный геофизический институт Кольский научный центр РАН

Аннотация

Описывается устройство эмулятора ГЛОНАСС/GPS приемника, созданного в ПГИ КНЦ РАН для проведения геофизических исследований. Отклонение времени, поддерживаемого эмулятором, от истинного мирового времени (UTC), определяемого по восходящему фронту PPS импульса спутникового навигационного приемника, порядка 15 мкс за 20 часов при использовании термостатированного кварцевого генератора. При использовании рубидиевого генератора отклонение времени, поддерживаемого эмулятором, от истинного мирового времени, определяемого по восходящему фронту PPS импульса спутникового навигационного приемника, составляет не более 4 мкс за 20 часов. Для определения и последующего исключения линейного тренда отклонения времени эмулятора от UTC предусмотрена операция синхронизации в начале и конце сеанса измерений. Прибор способен работать с различными типами задающих генераторов и GPS приемников, генерирующих GPRMC строку и PPS импульс. Прибор отличается относительной простотой, высокой надежностью и низкими требованиями к обслуживанию.

Ключевые слова:

эмулятор ГЛОНАСС/GPS приемника, геофизические исследования, генерация временных меток.



Введение

При проведении геофизических исследований для получения детальной информации о пространственной структуре электромагнитного поля, создаваемого естественными или искусственными источниками,

возникает необходимость в проведении пространственных измерений комплексных амплитуд сигналов, или, что одно и то же, измерять амплитуды и фазы сигналов. Изучая поля искусственных источников гармонических сигналов, требуется измерять амплитуду и фазу, как источника, так и приемника и определять разность фаз между источником электромагнитного поля и компонентами поля в месте установки измерительной системы. Такие измерения требуют прецизионной синхронизации систем, измеряющих ток в антенне источника и компоненты электромагнитного поля на удалении от источника. В ПГИ КНЦ РАН такие устройства разработаны, созданы и введены в эксплуатацию [1, 2]. Созданная аппаратура позволяет измерять разность фаз между сигналами источника и приемника с точностью порядка $\pm 0.1^\circ$ на частотах порядка 200 Гц или привязывать время к UTC (Universal Coordinated Time) со среднеквадратичным отклонением менее 1 мкс. Самым простым и экономически выгодным решением для генерации временных меток с такой точностью является приемник глобальной навигационной спутниковой системы GPS или ГЛОНАСС. Для измерений, проводимых при прямой видимости неба этого достаточно, но порой возникает необходимость расположения измерительной аппаратуры в местах, где использование приемника глобальной навигационной системы затруднено или вовсе невозможно, например, на морском дне, в шахте или в густом лесу во время дождя. Для таких случаев созданы и имеются в продаже автономные генераторы временных меток, к примеру, такие, как модуль частоты и времени компании Symmetricom под названием TimeMAX [3], генератор временных меток компании ESE под названием ES-292 [4] или генератор временных меток от компании Masterclock под названием GPS200 [5]. Все они позволяют получать импульсы напряжения с частотой 1 Гц (PPS), восходящий фронт которых синхронизирован с мировым координированным временем, и длительно поддерживать точное время при отключенном спутниковом навигационном приемнике. Однако они обладают недостатками, ограничивающими их применение при геофизических наблюдениях. Во-первых, нужна возможность

выбора задающего генератора по соотношению потребляемая мощность / стабильность. При измерениях с питанием от аккумулятора не всегда требуется высокая точность привязки временных меток к мировому времени, но нужно обеспечить малое потребление, поэтому в этом случае целесообразно выбрать обычный кварцевый генератор, а не рубидиевый стандарт частоты, что затруднительно исполнить при использовании промышленных образцов. Во-вторых, желательно предусмотреть возможность изменения частоты задающего генератора, и, следовательно, коэффициента деления счетчика, например, для использования генератора временных меток для синхронизации АЦП. Такая модификация устройств [3-5] и им подобных просто невозможна. В третьих, при работе в автономном режиме зависимость отклонения временных меток от UTC в основном линейная из-за неточности настройки частоты задающего генератора. Для определения этой зависимости для последующего ее исключения нужно предусмотреть режим, в котором после проведения измерений может быть проведена повторная синхронизация и записана величина накопленной ошибки. Такой режим в перечисленных выше устройствах отсутствует. В четвертых, их стоимость высока, что не всегда приемлемо при проведении полевых измерений.

Необходимость в автономных синхронизаторах возникла при проведении геофизических измерений в ПГИ, в результате которых были выработаны изложенные выше основные требования, предъявляемые к таким приборам. Так как ни одно из имеющихся на рынке устройств не соответствовало этим требованиям, в особенности к обеспечению возможности компромисса между точностью и энергопотреблением и определения величины линейного тренда ошибки, было принято решение о разработке собственного устройства – эмулятора GPS/ГЛОНАСС приемника.

Структурная и принципиальная схемы

Основная задача эмулятора ГЛОНАСС/GPS приемника – генерация PPS импульсов, синхронизированных с UTC, и строки GPRMC, соответствующей стандарту NMEA0183 [6]. Эмулятор должен обладать несколькими режимами работы, начальной синхронизации с спутниковым приемником, автономный режим и режим конечной синхронизации с спутниковым приемником, для определения времени ухода эмулятора по окончании регистрации для последующего учета линейного тренда частоты задающего генератора и коррекции временных меток.

Структурная схема разработанного устройства приведена на рис. 1.



Рис. 1. Структурная схема эмулятора GPS приемника

На схеме обозначены основные блоки эмулятора. В качестве задающего генератора в устройстве может использоваться любой генератор сигналов, имеющий выходную частоту 10 МГц и совместимый по уровню сигнала с ТТЛ микросхемами. Для получения PPS импульсов используется блок счетчиков, выполняющий функцию делителя частоты с 10 МГц до 1 Гц. Синхронизация фронтов PPS импульсов эмулятора с фронтами PPS импульсов спутникового навигационного приемника происходит следующим образом – по восходящему фронту PPS импульса от ГЛОНАСС/GPS приемника синхронизатор вырабатывает управляющий импульс сброса для блока счетчиков. Каждый раз по приходу импульса сброса блок счетчиков сбрасывается в ноль и начинает делить поступающую на него частоту. Отсюда следует, что в режиме синхронизации при подключенном приемнике спутниковой навигационной системы синхронизация фронта PPS импульса от блока счетчиков с фронтом импульса PPS спутникового приемника происходит каждую секунду. После отключения ГЛОНАСС/GPS приемника импульсы сброса не вырабатываются, и блок счетчиков делит поступающую на него частоту, эмулируя импульс PPS при переполнении последнего в линейке счетчика U7 (рис. 2).

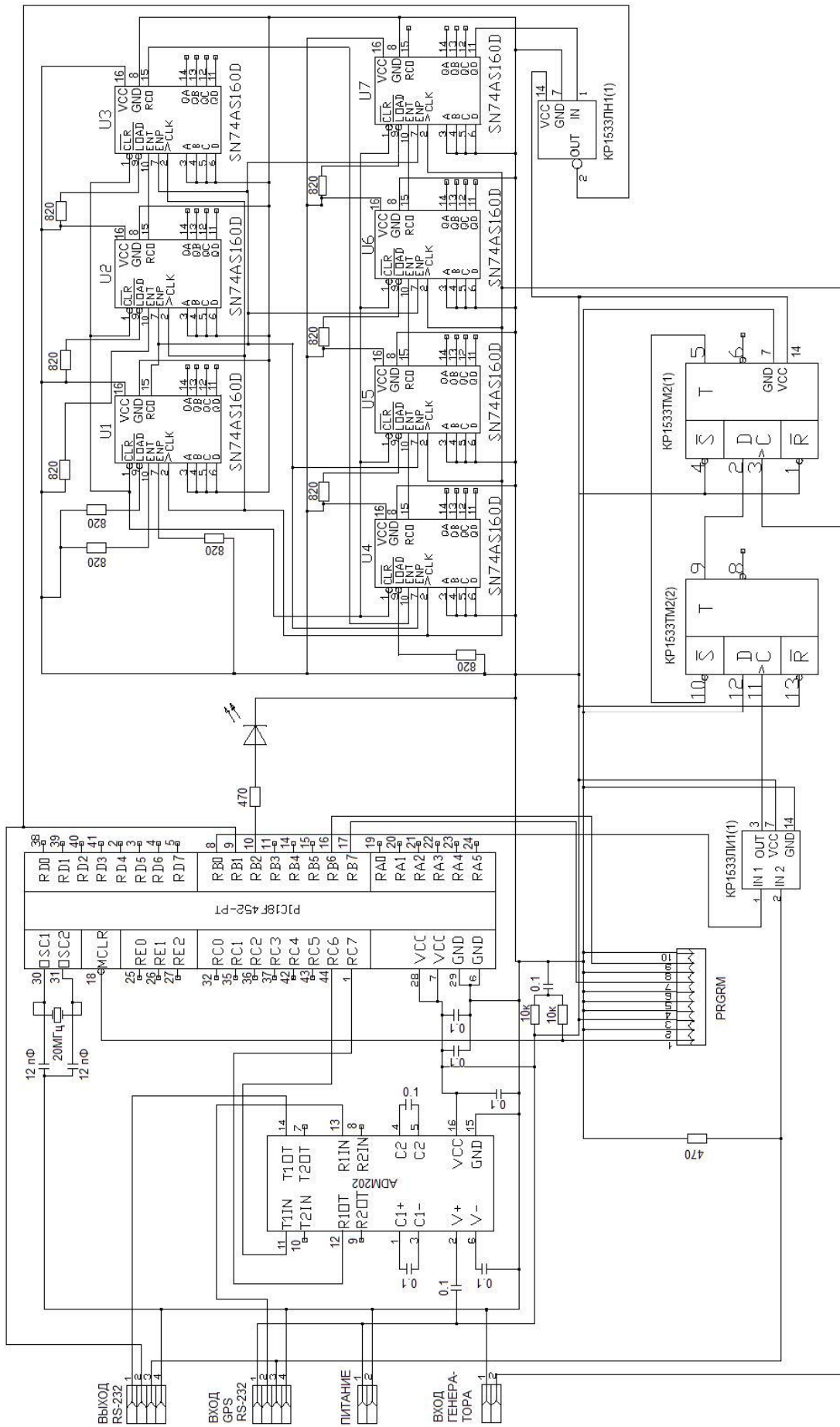


Рис. 2. Принципиальная электрическая схема эмулятора GPS/GLONASS приемника

Микроконтроллер предназначен для управления всем устройством, обработки GPRMC строк поступающих с спутникового приемника и генерации, собственных GPRMC строк.

Устройство имеет три режима работы:

- режим начальной синхронизации. В этом режиме происходит первичная синхронизация эмулятора GPS с приемником GPS/ГЛОНАСС для дальнейшей работы устройства в автономном режиме;
- автономный режим. Этот режим выбирается, если спутниковый сигнал отсутствует, а сигналы GPS/ГЛОНАСС приемника эмулируются программой;
- режим конечной синхронизации. В этом режиме происходит повторная синхронизация эмулятора GPS/ГЛОНАСС с приемником GPS/ГЛОНАСС для определения времени ухода эмулятора по окончанию регистрации для последующего учета линейного тренда частоты задающего генератора и коррекции, временных меток.

Эмулятор переключается между режимами работы автоматически при подключении и отключении приемника GPS/ГЛОНАСС.

В режиме начальной и конечной синхронизации эмулятор GPS/ГЛОНАСС принимает строку соответствующую стандарту NMEA0183 [6] с GPS/ГЛОНАСС приемника, содержащую текущее время, дату и координаты приемника. Затем, после перехода в автономный режим, эмулятор спутникового навигационного приемника полностью заменяет собой GPS/ГЛОНАСС приемник.

Принципиальная электрическая схема эмулятора GPS/ГЛОНАСС приведена на рис. 4. Блок синхронизации выполнен на двух D-триггерах KP1533TM2 (1, 2). Блок синхронизации позволяет достигнуть точности синхронизации фронтов импульсов PPS эмулятора GPS/ГЛОНАСС и приемника GPS/ГЛОНАСС с абсолютной ошибкой не более 0.3 мкс, что соизмеримо с точностью самих приемников спутниковых навигационных систем.

Блок счетчиков выполнен на семи синхронно подключенных микросхемах 4-разрядных синхронных десятичных счетчиках с асинхронным сбросом и синхронной загрузкой (U1-U7 на рис. 4).

Генерацию GPRMC строки выполняет микроконтроллер PIC18F452 [7]. В режиме синхронизации на вход микроконтроллера по интерфейсу RS-232 поступает GPRMC строка с GPS/ГЛОНАСС приемника, в которой содержится текущее всемирное координированное время и дата. Микроконтроллер проверяет достоверность данных содержащихся в строке GPRMC по символу "A"/"V" (позиция символов описана в стандарте NMEA0183 [6]). Если в течение 10 секунд микроконтроллер получил верные строки (символ «A» в строке GPRMC), то он сам начинает генерировать GPRMC строку с текущим временем и датой по приходу PPS импульса от блока счетчиков.

Если GPS/ГЛОНАСС приемник был ранее подключен и эмулятор работал более 1 сек в автономном режиме, то при следующем подключении GPS/ГЛОНАСС приемника будет измерена ошибка, накопленная эмулятором за время автономной работы, и произведена повторная синхронизация фронтов PPS импульсов приемника спутниковой навигационной системы и эмулятора GPS/ГЛОНАСС приемника. Готовая GPRMC строка передается на выход эмулятора по интерфейсу RS-232.

Результаты испытаний и выводы

Для определения отклонения времени, поддерживаемого эмулятором, от истинного мирового времени, определяемого по восходящему фронту PPS импульса вырабатываемого приемником спутниковой навигационной системы, и выбора оптимального типа задающего генератора были проведены лабораторные испытания устройства с использованием двух типов задающих генераторов – кварцевого термостатированного генератора марки ОСХО8663 компании Oscilloquartz [8] и рубидиевого генератора компании Ball-Efratom.

На рис. 3 приведены результаты испытаний эмулятора приемников спутниковых навигационных систем GPS/ГЛОНАСС с использованием кварцевого термостатированного генератора марки ОСХО8663.

На рис. 3(а) видно, что отклонение времени, поддерживаемого эмулятором от истинного мирового времени, определяемого по восходящему фронту PPS импульса GPS/ГЛОНАСС приемника, составляет не более 9 мс за 20 часов. Линейное поведение ошибки следования PPS импульсов эмулятора GPS/ГЛОНАСС приемника позволяет вычислить и исключить линейный тренд, получив после этого более высокую точность привязки временных меток к UTC. На рис. 3(б) видно, что после исключения линейного тренда отклонение времени, поддерживаемого эмулятором, от истинного мирового времени, определяемого по восходящему фронту PPS импульса вырабатываемого приемником спутниковой навигационной системы, составляет не более 15 мкс за 20 часов, что позволяет, например, измерять фазу сигнала на частоте 240 Гц с точностью порядка 0.3°.

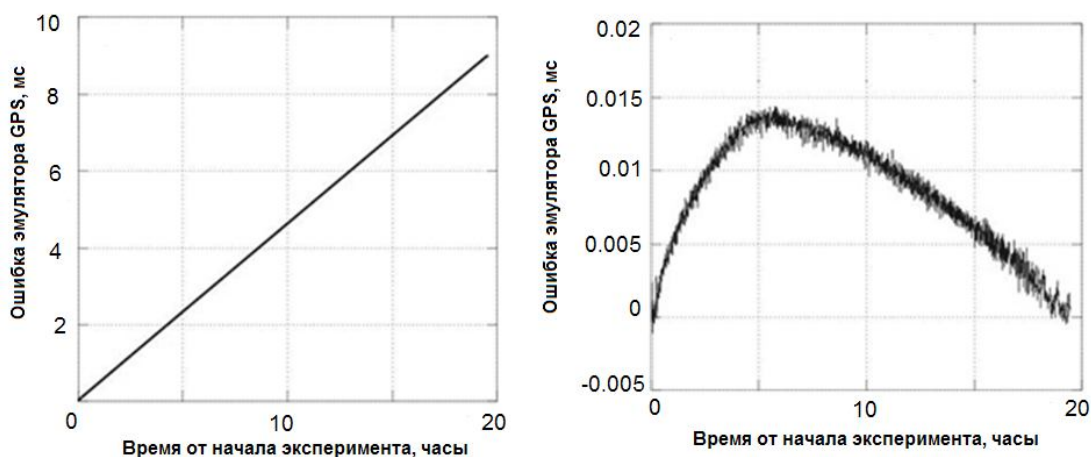


Рис. 3. Результаты эксперимента с использованием кварцевого термостатированного генератора: а – с линейным трендом, б – без тренда

Результаты испытаний эмулятора с использованием рубидиевого генератора в качестве задающего приведены на рис. 4.

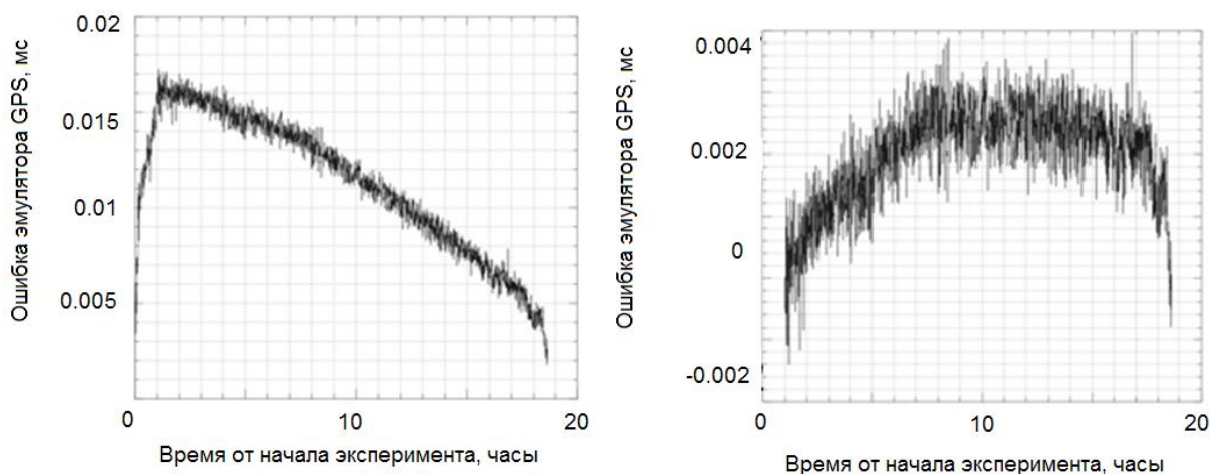


Рис. 4. Результаты эксперимента с использованием рубидиевого генератора: а – с линейным трендом, б – без тренда

На рис. 4(а) видно, что отклонение времени, поддерживаемого эмулятором, от истинного мирового времени, определяемого по восходящему фронту PPS импульса GPS/ГЛОНАСС приемника, составляет не более 15 мкс за 20 часов. На рис. 4(б) видно, что после исключения линейного тренда отклонение времени, поддерживаемого эмулятором, от истинного мирового времени, определяемого по восходящему фронту PPS импульса GPS/ГЛОНАСС приемника, составляет не более 4 мкс за 20 часов, что позволяет измерить разность фаз сигнала на частоте 240 Гц с точностью порядка 0.07° .

В результате проведенных экспериментов выяснено, что, если необходимо достичь высокой точности генерации PPS импульсов необходимо использовать рубидиевый генератор. Оптимальным вариантом по соотношению энергопотребление/точность, является термостатированный кварцевый генератор.

Используемые в эмуляторе радиоэлементы выбраны, исходя из требований минимального энергопотребления и минимальной задержки сигнала. Параметры прибора: напряжение питания 5В, потребляемый ток порядка 200 мА (без GPS/ГЛОНАСС приемника и задающего генератора), диапазон рабочих температур 0 до $+50\text{ C}^\circ$ возможно использование любых типов GPS/ГЛОНАСС приемников, позволяющих получить PPS импульс и GPRMC строку по интерфейсу RS-232 и любой генератор сигналов, имеющий выходную частоту 10 МГц и совместимый по уровню сигнала с ТТЛ микросхемами. Отклонение времени, поддерживаемого эмулятором, от истинного мирового времени

(UTC), определяемого по восходящему фронту PPS импульса спутникового навигационного приемника, порядка 15 мкс за сутки при использовании термостатированного кварцевого генератора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пильгаев С.В., Ахметов О.И., Филатов М.В., Федоренко Ю.В. Универсальный синхронизатор // Приборы и техника эксперимента. 2008. № 3. С. 175-176. 2. Федоренко Ю.В., Пильгаев С.В., Филатов М.В., Ахметов О.И. Прецизионный четырехканальный 22-разрядный аналого-цифровой преобразователь на основе AD7716 // Приборы и техника эксперимента, 2009, № 4, С. 179-181. 3. Описание модуля TimeMAX компании Symmetricom. Режим доступа: <http://www.symmetricom.com/products/gps-solutions/embedded-subsystems/TimeMAX/> 4. Описание модуля ESE-292 компании ESE. Режим доступа: <http://www.esweb.com/292.htm> 5. Описание модуля GPS-200 компании Masterclock. Режим доступа: <http://www.masterclock.com/products/gps200.php> 6. Описание протокола NMEA-0183 http://www.nmea.org/Assets/100108_nmea_0183_sentences_not_recommended_for_new_designs.pdf 7. Описание микроконтроллера PIC18F452 компании Microchip. Режим доступа: <http://www.microchip.com/wwwproducts/devices.aspx?ddocname=en010296> 8. Описание кварцевого термостатированного генератора ОСХО 8863 компании OSCILLOQUARTZ. Режим доступа: http://www.oscilloquartz.com/file/pdf/8863_da_screen.pdf

Сведения об авторах

Шкарбалюк Максим Евгеньевич – стажер исследователь, e-mail: chemaxa@gmail.com

Пильгаев Сергей Васильевич – м.н.с, e-mail: pilgaev@pgia.ru

Ларченко Алексей Викторович – стажер исследователь, e-mail: alexey.larchenko@gmail.com

Лебедь Ольга Михайловна – стажер исследователь, e-mail: olgamihs@yandex.ru

Федоренко Юрий Валентинович – к.ф.-м.н., доц., e-mail: Yury.Fedorenko@gmail.com

О СУТОЧНОЙ ВАРИАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

В.К. Ролдугин

Полярный геофизический институт КНЦ РАН

Аннотация

Исследованы суточные вариации интенсивности космических лучей (КЛ) по данным 17 станций. Вариации наиболее интенсивны на широтах 40 – 60°, их максимум приходится на 13.00-15.00 MLT. Амплитуда чрезвычайно изменчива и достигает 0.8%, длительность сильных вариаций 1-3 недели. Периоды с ярко выраженным суточным ходом КЛ характеризуются достоверным возрастанием индексов Кр, Ар, Ае и WN, но коэффициенты корреляции невелики, 0.20- 0.22. Наиболее вероятная причина появления суточного хода КЛ – асимметрия магнитосферы.

Ключевые слова:

космические лучи, суточный ход, анизотропия, магнитосфера.



Введение

Интенсивность космических лучей (КЛ) время от времени испытывает суточные вариации. Их амплитуда невелика, не более 0.5-1%. Причина их появления пока не выяснена до конца, хотя им посвящено достаточно много исследований.

А. Compton и I. Getting в 1935 г. высказали гипотезу, что из-за большой скорости движения Земли в 200 км/с относительно галактики интенсивность КЛ должна быть больше на стороне по направлению движения. В таком случае должен наблюдаться суточный ход КЛ около 0.1%, с постоянной величиной и по звездному времени. До настоящего времени этот эффект Комптона-Геттинга уверенно не подтвержден.

Существование суточного хода КЛ было обнаружено с начала их регулярных наблюдений. Вначале неявно высказывалось предположение, что его причиной служит изменчивость атмосферного давления. Хотя данные КЛ исправляются барометрическим коэффициентом на поглощение в воздухе, однако 100%-ный учет влияния атмосферы невозможен из-за высотных температурных эффектов и вариаций состава воздуха, см., например [1].

Однако в большинстве работ причину суточного хода усматривают в анизотропии КЛ, и в зависимости от того, полагается ли анизотропия связанной с галактическими источниками КЛ или с влиянием гелиосферы, суточный ход ищется по звездному или солнечному времени соответственно. Находятся амплитуда суточных вариаций и фаза в часах, а для мюонных телескопов еще и астрономические экваториальные координаты для направления на максимум суточного хода.

В одной из первых работ по данной теме [2] определяется фаза максимума суточного хода на 47 станциях; ее среднее значение около 13 ч по местному солнечному времени и зависит от геомагнитной широты. В [3] суточный ход

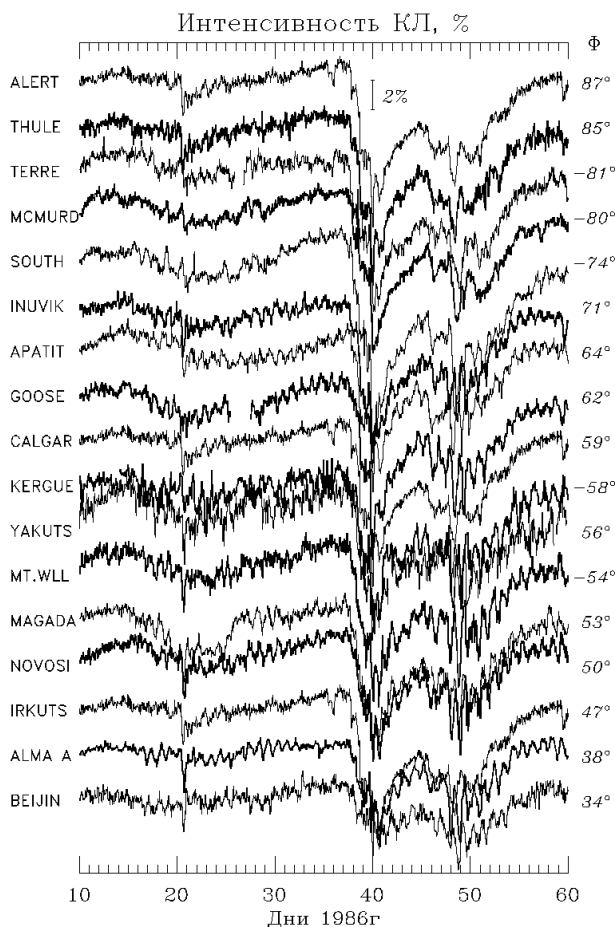


Рис. 1. Записи 17 нейтронных мониторов за период 10 января – 1 марта 1986 г.

исследовался по звездному времени по данным мюонного телескопа, расположенного в точке (36.5°N, 138.0°E), амплитуда найдена равной 0.1%, а фаза 2.9 ч местного звездного времени или в 17.7 UT. В [4] по данным мюонного телескопа в Италии (42.5°N, 13.5°E) фазы находились как по местному солнечному времени, так и по звездному, они оказались равными соответственно 17.8 и 23.7 ч или 16.9 и 22.8 UT; прямое восхождение направление максимума составило 21.2 ч, а амплитуда равна 0.086%. В работе [5] использованы данные обсерватории Милагро в Лос-Аламосе, найдено, что суточный минимум КЛ наблюдается в области со звездными координатами: склонение 5° – 35° и прямое восхождение 160° – 210° (6.7 – 8.7 ч), а амплитуда около 0.25% и сильно убывает со временем, в два раза за 5 лет.

Опыт показывает, что суточная амплитуда иногда бывает большой, а иногда малой, на уровне шумов. Авторы [6] выделили на данных нейтронных мониторов Дип Ривер и Калгари за период с 1965 г. по 1990 г. временные интервалы, когда амплитуда превышала 0.6% (большая амплитуда), была ниже 0.2% (малая амплитуда) и промежуточная (нормальные дни), и определили направление суточной анизотропии КЛ для этих интервалов с учетом асимптотического конуса. Оказалось, что появление цугов суточного хода с большой амплитудой непосредственно с солнечной активностью (числами Вольфа) не связано и не зависят от суммарного Kp -индекса, а для интервалов с малой амплитудой обнаружена обратная корреляция с солнечной активностью. Максимум суточной вариации случается для цугов с большой амплитудой около 18 часов, а с малой – около 15ч.

Суточный ход интенсивности космических лучей исследовался также в [7]; по обширной мировой нейтронных мониторов сети за период 1989-1996 определялись амплитуда и время максимума. Эти параметры испытывали значительные изменения при кратковременных изменениях межпланетной обстановки. Изучалась корреляция фазы суточного хода с Ap -индексом. Она изменялась в ходе солнечной активности; для небольших временных промежутков наблюдалась закономерность, что в дни с высоким Ap обычно увеличивалась амплитуда суточного хода и наблюдался сдвиг фазы.

В [8] сопоставлена амплитуда суточного хода КЛ за 1991 – 1995 гг. для дней, когда максимум анизотропии наблюдался в солнечном направлении, с числами Вольфа и не нашли значимой связи. Авторы полагают, что цуги суточных колебаний определяются анизотропией космических лучей.

Необычно подошли к проблеме суточного хода авторы [9, 10]. Они рассчитали вариации жесткости обрезания КЛ по модели магнитосферы Цыганенко в зависимости от сезона, магнитной возмущенности и времени суток. Оказалось, что жесткость обрезания имеет суточный ход, амплитуда которого растет с ростом магнитной возмущенности и в Москве может достигать 0.4 ГВ. Изменения жесткости должно повлечь и изменения потока КЛ.

Обилие исследований этого явления не привело к единой точке зрения на природу суточного хода КЛ. Результаты часто противоречивы и неопределенны, что, в частности, выражается в том, что большинство исследований опубликовано как доклады на конференциях, а не в виде статей.

Можно предположить три причины возникновения этого явления:

- Влияние изменчивости высотного хода атмосферного давления, из-за которой невозможно точно ввести барометрическую поправку.
- Анизотропия источников космического излучения. 3. Оно приходит из далеких галактик, а Земля не есть центр Вселенной.
- Асимметрия магнитосферы, вызывающая изменения конуса приема КЛ в течение суток.

Глобальная картина суточных вариаций ГКЛ

Для изучения суточного хода КЛ были рассмотрены вариации интенсивности космических лучей на 17 станциях от Alert'a до McMurdoo за несколько лет. На рис. 1 представлены данные за временной промежуток от 10 января до 28 февраля 1986 г. в процентах к среднему по станции значению. Слева указана станция, справа – ее геомагнитная широта. На рисунке отчетливо видны появляющиеся иногда суточные вариации. Их морфологические характеристики типичны для большинства случаев. Амплитуда составляет около 1%, их интенсивность незначительна на высокоширотных станциях и невелика на экваторе. Спонтанность появления суточного хода и большая его величина говорят о том, что это явление эффектом Комптона-Геттинга объяснить нельзя.

Характерная длительность явления составляет несколько недель, поэтому усредненная за несколько лет картина не может дать ценной информации о причинах суточной вариации. Интервалы с суточными вариациями появляются и исчезают одновременно на широкой сети станций. На рис. 2 показаны хода КЛ за март 1985 г. для пяти различных станций, расположенных далеко друг от друга: Kerguelen, Mt. Wellington, Calgary, Goose bay и Predigtstuhl. Видно, что на этих относительно

среднеширотных станциях интенсивные суточные колебания прекращаются одновременно 8 марта и возобновляются также одновременно 16 марта 1985 г. Это свидетельствует о том, что не погодные вариации являются их причиной: не может же давление изменяться в один день на острове в Индийском океане, в Австралии, в Канаде и Европе на один и тот же промежуток времени.

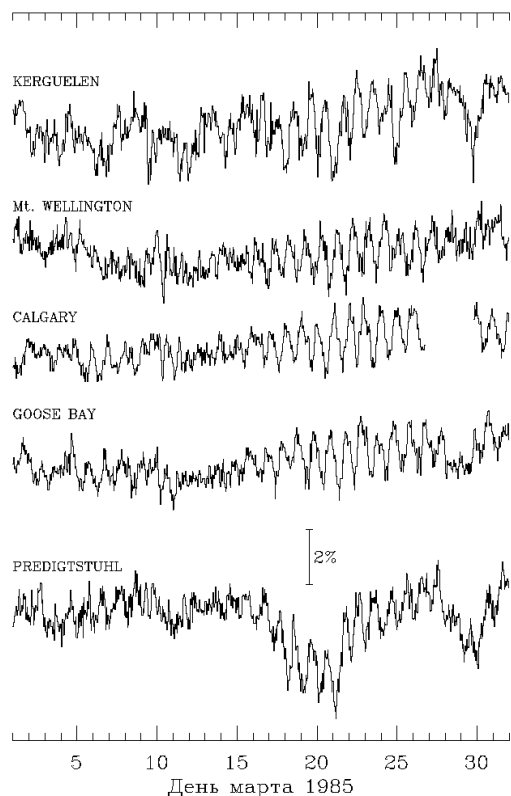


Рис. 2. Записи нейтронных мониторов 5 станций за период 1 марта – 1 апреля 1985 г.

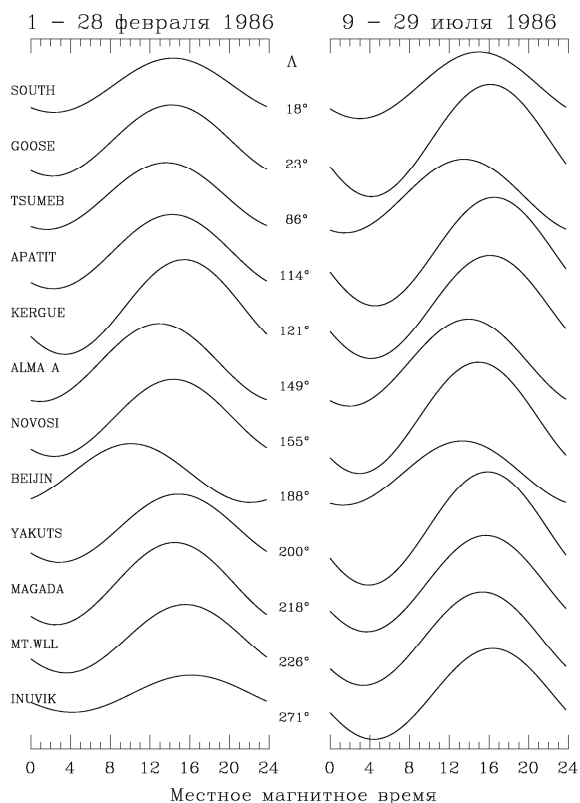


Рис. 3. Сглаженные суточные хода КЛ 12 станций для двух временных интервалов

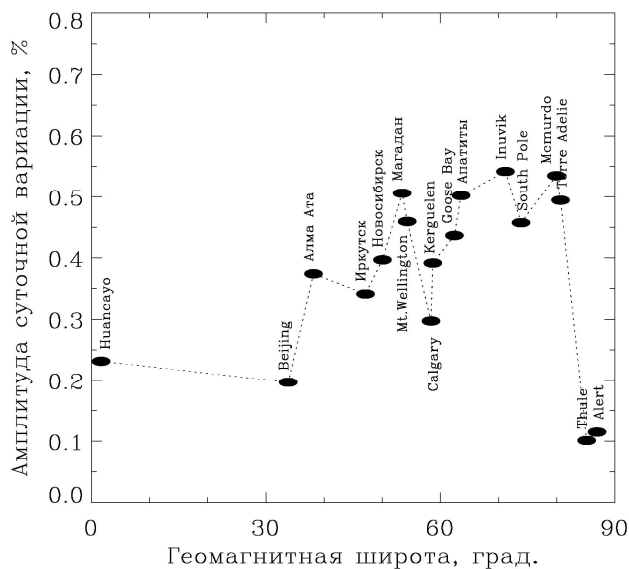


Рис. 4. Амплитуды суточного хода КЛ за период 14 июля – 28 августа 1985г. как функции геомагнитной широты

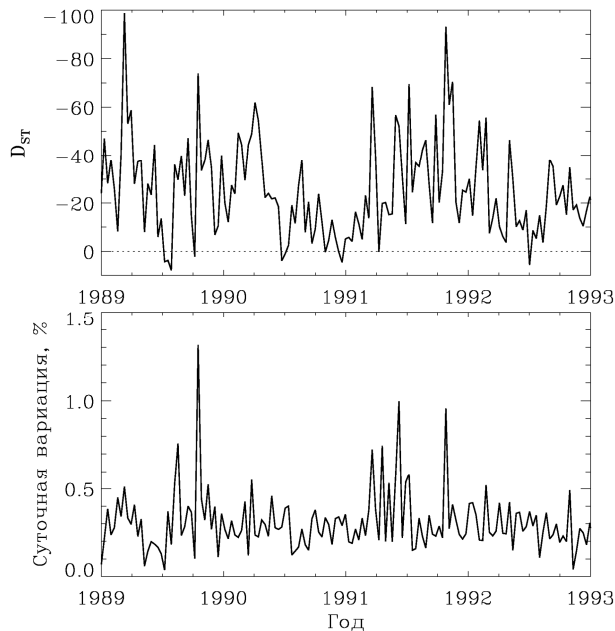


Рис. 5. Вариации за 1989-1992 гг. усредненных по 10 дням значений Dst (наверху) и амплитуды суточного хода в Апатитах

Сезонная зависимость суточных вариаций

Начало Форбуш-эффекта (ФЭ) часто сопровождается интенсификацией суточной вариации, но возможны как ФЭ без суточной вариации, так и ее появление на спокойном уровне космических лучей. Например, на рис. 1 суточные вариации видны до Форбуш-эффекта, начавшегося 7 февраля.

Для нескольких интервалов времени с интенсивными суточными ходами были построены усредненные кривые суточного хода. Для наглядности они аппроксимировались первыми двумя гармониками и из них вычиталась линейная составляющая. Результаты для двух характерных интервалов 1-28 февраля и 9-29 июля 1986 г. представлены на рис. 3. В центре указаны геомагнитные долготы станции. Время по осям абсцисс местное магнитное. Видно, что максимум на большинстве станций наблюдается между 13 и 16 ч MLT. Сходство между суточными ходами разных станций, построенными в местном географическом времени, хуже, чем в MLT, что говорит о том, что явление контролируется геомагнитными координатами. Далее, видно хорошее подобие суточных ходов в этих двух интервалах, разделенных полугодом. Если бы причиной суточного хода являлась анизотропия КЛ, то суточные хода за эти интервалы были бы в противофазе.

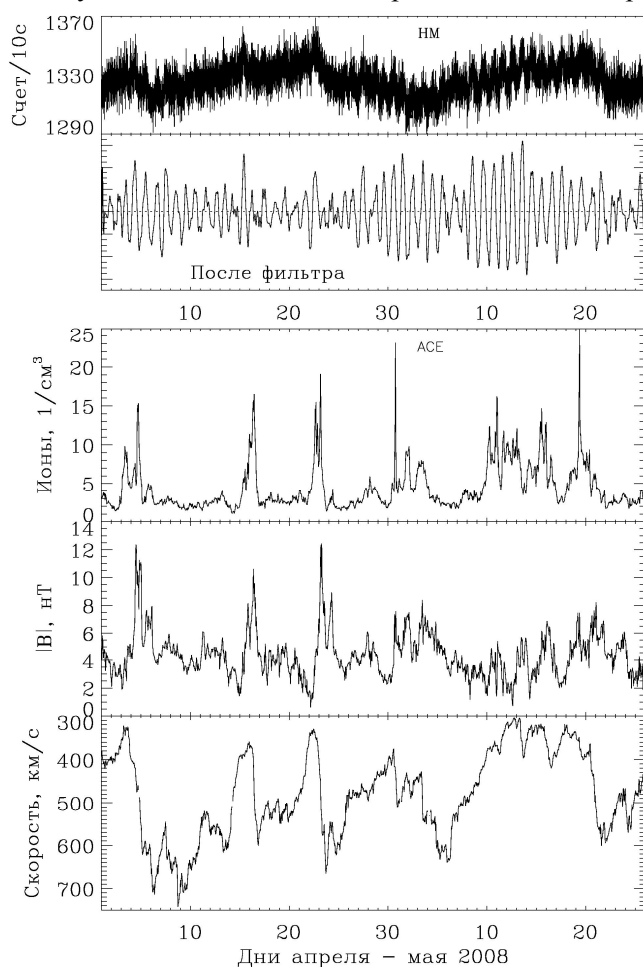


Рис. 6. Сопоставление записей апатитского нейтронного монитора, исходной и пропущенной через фильтр (наверху) с параметрами солнечного ветра: плотности ионов, модуля магнитного поля и скорости

2000 гг. путем вышеописанной методики с усреднением и аппроксимацией, и за те же 10-дневные интервалы были усреднены индексы A_p , K_p , Dst , AE , WN , значения межпланетного магнитного поля, плотность солнечного ветра. Были найдены коэффициенты корреляции амплитуд с этими усредненными параметрами. Почти все они оказались значимыми, однако небольшими по величине, около 0.2. С уменьшением интервала коэффициент корреляции увеличивается. На рис. 5 показаны хода десятидневных Dst индексов (вверху) и усредненных амплитуд суточного хода в Апатитах за 1989-1992 гг. (внизу). Кривые похожи, но видно также, что не все периоды возмущенности сопровождаются появлением суточных вариаций КЛ.

Связь с геомагнитной активностью

Наиболее вероятной причиной появления суточного хода КЛ является асимметрия магнитосферы относительно плоскости день-ночь. Форма магнитосферы обусловлена давлением солнечного ветра и изменяется при изменениях параметров ветра.

На рис. 4 показана величина амплитуды суточной вариации в зависимости от абсолютной величины геомагнитной широты для интервала 14 июля – 28 августа 1985 г., когда суточный ход был ярко выражен. График в общих чертах похож на представленный в [2] рис. 3, где использовались данные 47 станций во время МГТ. Вблизи полюсов амплитуда невелика, на уровне шумов. Физически это объясняется тем, что КЛ легко проникают в шапку при любой конфигурации магнитосферы. На экваторе же суточный ход мал, по всей вероятности, из-за того, что туда проникают лишь очень жесткие частицы, и для них изменение формы магнитосферы мало сказывается на их траектории.

Форма магнитосферы изменяется во время высокоширотных геофизических возмущениях, и поэтому представляет интерес сопоставить вариации амплитуды суточного хода КЛ с различными показателями геофизической активности. По данным ст. Апатиты были определены средние амплитуды суточной вариации по 10-дневным интервалам за период 1985 –

Связь с параметрами солнечного ветра

Форма магнитосферы определяется параметрами солнечного ветра, и если появление суточного хода КЛ связано с возникновением сильной асимметрии магнитосферы, то временные интервалы с большой амплитудой суточного хода должны как-то выделяться и в параметрах солнечного ветра. Для проверки этого предположения мы выбрали почти двухмесячный интервал 1 апреля – 25 мая 2008 г. и сравнили ход КЛ с параметрами солнечного ветра по данным спутника АСЕ. Результаты приведены на рис. 6. На верхней панели представлен ход апатитского монитора КЛ, вверху – исходные данные, ниже – пропущенные через полосовой фильтр, чтобы выделить суточную вариацию. Видно, что в рассматриваемый период амплитуда суточного хода сильно менялась, были промежутки как продолжительного ее увеличения (28.04 – 5.05; 8.05 – 15.5), так и кратковременного на 1-2 суток (15.04; 22.04). На трех нижних панелях даны параметры солнечного ветра: плотность ионов, модуль магнитного поля и скорость ветра (шкала для последнего параметра перевернута). Видно, что увеличение амплитуды суточного хода КЛ приходится на увеличение плотности ветра, увеличение магнитного поля и уменьшение скорости ветра. Имеет место корреляция этих параметров между собой, и поэтому неясно, какой из параметров ответственен за асимметрию магнитосферы в большей степени.

Выводы

Приведенные результаты исследования суточного хода КЛ показывают, что причинами этого явления не могут быть ни вариации атмосферного давления, ни анизотропия космического излучения. Суточный ход обусловлен асимметрией формы магнитосферы, которая изменяется во времени при изменении параметров солнечного ветра. Основным параметром, определяющим вариации асимметрии, неизвестен.

Данные нейтронных мониторов взяты на страницах <http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr/>.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Yasue S., Mori S. and Sagisaka S.* Observation of cosmic ray intensity variation with Matsushiro underground telescope // International Cosmic Ray Conference, 17th, Paris, France, 1981. July 13-25., Conference Papers. 1981. Vol. 4. P. 308-311.
2. *Pomerantz M. A., Duggal S. P., Nagashima K.* Solar Diurnal Variation of Cosmic Ray Intensity // Journal of the Physical Society of Japan. 1962. Vol. 17. P. 464-468.
3. *Mori S., Yasue S., Sagisaka S., Ichinose M.* Sidereal Daily Variation of Cosmic Rays Observed at Matsushiro (220 M. W. E. Depth Underground) for 1984-1989 // Proceedings of the 21st International Cosmic Ray Conference. Volume 6 (SH Sessions). 1990. P. 368-371.
4. *Mufson S. L.* Search for the solar diurnal and sidereal modulations in MACRO // Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference. 2001. P.1741–1744.
5. *Kolterman B.E.* A Harmonic Analysis of the Large Scale Cosmic Ray Anisotropy // International Cosmic Ray Conference, 30th, Merida, Mexico, 2007. July 3-11.
6. *Ananth A.G., Kudela K., and Venkatesan D.* Characteristics of enhanced and low-amplitude cosmic-ray diurnal variation // Solar Physics. 1995. № 159. P. 191-202.
7. *Tiwari C.M., Tiwari D.P., Pandey A. K., Shrivastava P.K.* Average Anisotropy Characteristics of High Energy Cosmic Ray Particles and Geomagnetic Disturbance Index Ap // Journal of Astrophysics and Astronomy. 2005. Vol. 26. № 4. P. 429-434.
8. *Mishra R. K. and Mishra R. A.* Short-term variation of cosmic ray diurnal anisotropy and solar activity // Cosmic Research. 2008. Vol. 46. № 1. P. 94-96.
9. *Данилова О.А., Тясто М.И.* Сравнение суточных вариаций геомагнитных порогов космических лучей для моделей магнитосферного магнитного поля Цыганенко 1987 и 1989 годов // Геомагнетизм и аэронавигация. 1996. Т. 36. № 5. С. 154-158.
10. *Данилова О.А., Тясто М.И.* Вариации жесткостей обрезания космических лучей, обусловленные изменением угла наклона оси геомагнитного диполя в магнитном поле модели Цыганенко (1989) // Геомагнетизм и аэронавигация. 1996. Т. 36. № 6. С. 74-78.

Сведения об авторе

Ролдугин Валентин Константинович – к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, e-mail: rold_val@pgia.ru

ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ИСКУССТВЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ В ДИАПАЗОНЕ РС1 НА АРХ. ШПИЦБЕРГЕН

А.А. Мочалов, А.Б. Пашин

Полярный геофизический институт КНЦ РАН

Аннотация

В течение 2006 г., с помощью установки SPEAR, на арх. Шпицберген, была проведена серия нагревных экспериментов. Регистрация искусственных магнитных пульсаций проводилась на обсерватории Баренцбург, с помощью индукционного магнитометра Полярного геофизического института. Из 137 часов нагрева возбуждение искусственных эмиссий наблюдается только в 14, что составляет 10%. Подобное значение вероятности генерации пульсаций в герцовом диапазоне отмечалось ранее в экспериментах в авроральной зоне в Тромсе [1]. Также в этой работе было обнаружено, что искусственные возмущения могут появляться и пропадать во время нагрева без значительных изменений параметров ионосферы, определяющих генерацию пульсаций. Для повышения эффективности генерации искусственных эмиссий представляется важным найти причину такого спорадического характера искусственных пульсаций. Эксперименты на Шпицбергене могут дать новую информацию о генерации искусственных пульсаций герцового диапазона.

Ключевые слова:

искусственные магнитные пульсации, нагрев ионосферы, ионосфера.



Введение

Проблема выделения слабых сигналов из фоновых возмущений является сложной научно-технической задачей. Многообразие подходов к ее решению обусловлено различиями в природе полезного сигнала и фона. Особенности генерации искусственных возмущений при нагреве ионосферы мощным наземным КВ передатчиком связаны главным образом с особенностями полярной ионосферы. Эта область представляет собой частично ионизированную плазму, параметры которой зависят от большого числа переменных: местного времени, широты, магнитной активности и других. Особенно важной и интересной является связь ионосферных параметров с различными проявлениями магнитной активности. В высоких широтах пространственно-временное развитие естественной возмущенности проявляется в формировании и динамике авроральных электроджетов, в высыпаниях энергичных электронов, в вариациях магнитного и электрического полей. Искусственные возмущения, с одной стороны, способны развиваться в ионосфере достаточно для этого подготовленной, то есть с развитыми фоновыми возмущениями. С другой стороны, их величина во много раз меньше естественных возмущений, и в большинстве экспериментов отклика ионосферы на искусственное воздействие так и не было зарегистрировано. Измерения важнейшего первичного параметра – возмущенной электронной температуры, несмотря на современные диагностические средства, имеют принципиальные сложности, которые до сих пор не преодолены. Таким образом, искусственные эмиссии являются также и косвенным доказательством модификации ионосферных параметров.

В 2006 г. на нагревном стенде на арх. Шпицберген проводился ряд экспериментов, целью которых было наблюдение возмущений в магнитосфере, вызванных нагревом. Геофизические условия на Шпицбергене радикально отличаются от условий в авроральной зоне. Наклон силовых линий магнитного поля близкий к вертикальному направлению, отличие электронной концентрации и ионного состава вносят свои особенности в генерацию искусственных эмиссий.

Серия экспериментов проводилась на протяжении всего года, нагрев производился в разное время суток и с разной продолжительностью. Результатом наблюдений были низкочастотные эмиссии, которые регистрировались наземным магнетометром обсерватории Баренцбург. Число удачных экспериментов из общего числа экспериментов составляет примерно 10%.

Описание серии нагревных экспериментов проходивших в 2006 г. на установке SPEAR

Радиопередатчик посылает мощный высокочастотный (4.45 МГц) сигнал, промодулированный синусоидальной волной на частотах Pc1 диапазона (частота модуляции 1 и 3 Гц). Волна нагрева изменяет температуру электронов [2] в ограниченном объеме на высоте около 90 км (D-слой). Изменение электронной температуры через частоты столкновений изменяет ионосферную проводимость. Вариации проводимости в области нагрева приводят к возмущению токов в ионосфере и появлению продольных токов на границе нагретой области [3]. Магнитные эффекты токов могут наблюдаться на Земле как низкочастотные электромагнитные пульсации. Регистрация пульсаций производилась индукционным магнитометром в обсерватории ПГИ Баренцбург.

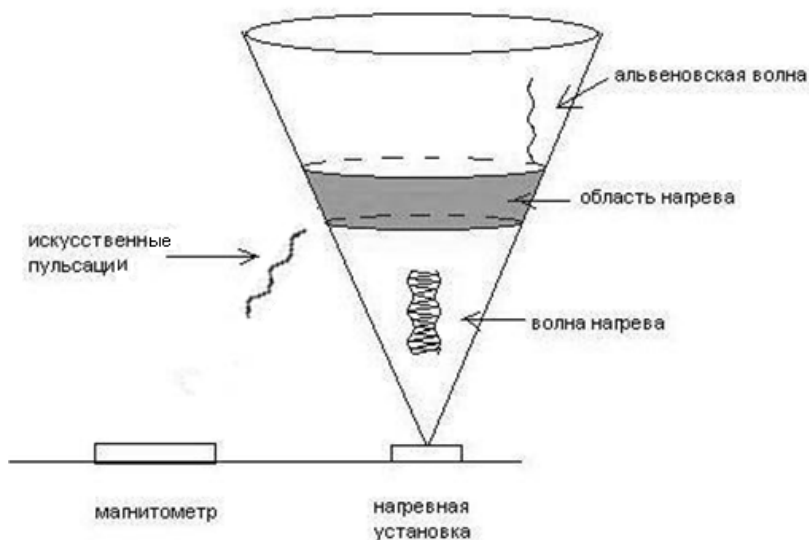


Рис. 1. Схема нагревного эксперимента

Пример регистрации искусственных пульсаций показан на рисунке 2, искусственный сигнал на частоте 3 Гц отчетливо виден на спектрограмме Н-компоненты магнитных вариаций, в D-компоненте искусственные пульсации не наблюдаются.

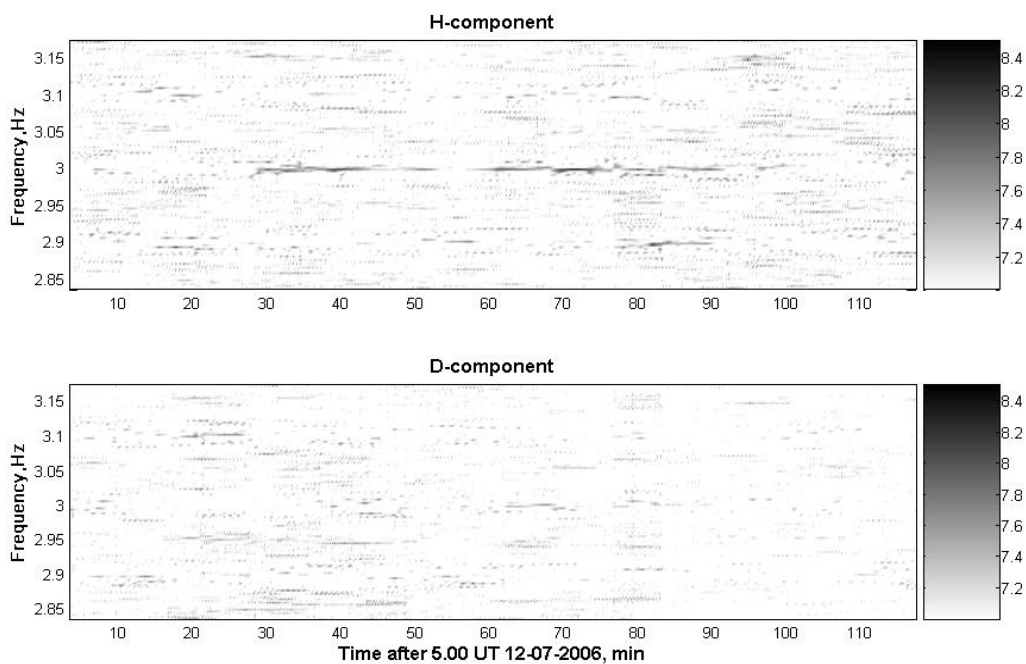


Рис. 2. Динамический спектр Н и D – компонент магнитного поля за 12 июля 2006 г.

Анализ экспериментов

Большое число проведенных в различных геофизических условиях экспериментов позволяет исследовать зависимость вероятности генерации искусственных пульсаций от магнитной активности в районе нагрева (рис. 3). Отсутствие зависимости вероятности успешных экспериментов от К-индекса побудило рассмотреть влияние параметров ионосферы на характеристики искусственных пульсаций в отдельных событиях. Для анализа использовались данные ионозонда, радаров SuperDARN и магнитные вариации обсерватории Лонгиер.

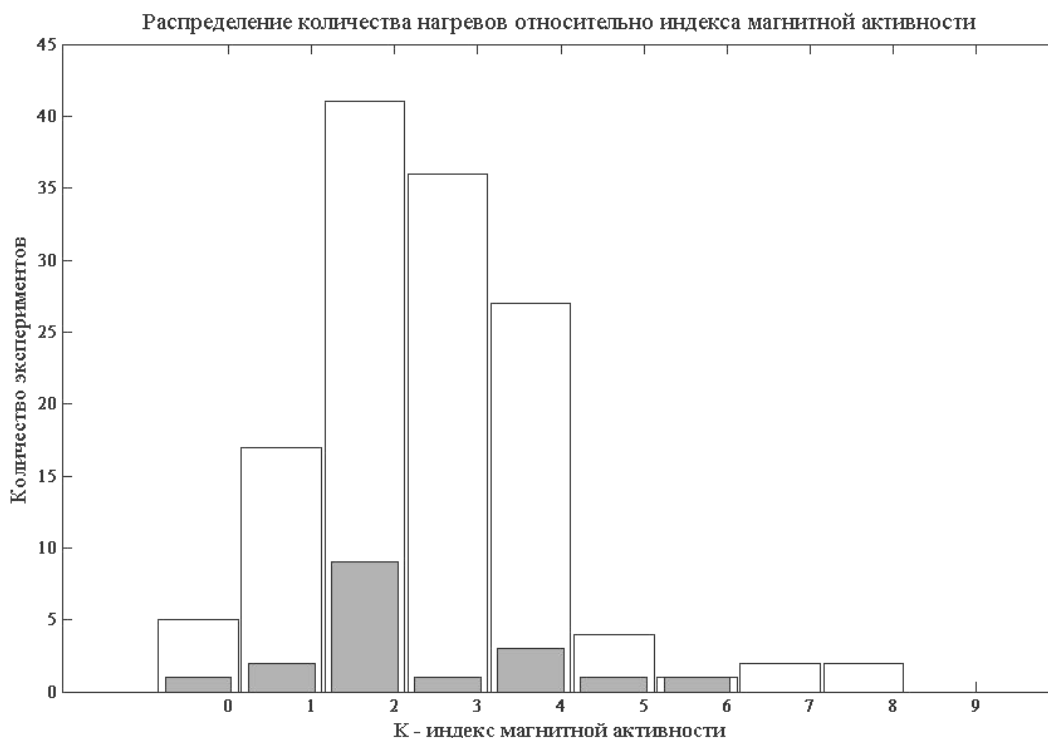


Рис. 3. Распределение количества нагревов относительно индекса магнитной активности. Белым цветом представлено общее количество экспериментов, а серым случаи генерации

Исследование конкретных событий 11, 12 и 15 июля 2006 г. также демонстрируют их спорадическую природу. Во время эксперимента 11 июля нагрев длился с 15.50 по 16.50 UT, этот интервал характеризуется умеренной возмущенностью (К-индекс 3). Искусственные пульсации наблюдаются в Н – компоненте с 10 минутным прерыванием, в D – компоненте пульсации регистрируются только в первые 10 минут нагрева. В тоже время нагрев происходил в течение всего эксперимента, электронная концентрация и электрическое поле, определенные по косвенным данным, существенно не менялись. Такое поведение искусственных эмиссий отмечалось в авроральной зоне и получило название спорадический характер искусственных пульсаций. Было показано, что генерация пульсаций может прекращаться при неизменных геофизических условиях, то есть происходить от случая к случаю.

Так как проведенные исследования не выявили влияния электрического поля и электронной плотности на генерацию искусственных эмиссий, появилась идея проверить зависимость магнитных пульсаций от интенсивности ионосферной токовой системы и ее положения относительно места нагрева. На рис. 4 представлено поведение горизонтальной компоненты возмущения магнитного поля и отношение его горизонтальной и вертикальной компонент во время проведения эксперимента. В верхней части показан динамический спектр возмущения магнитного поля в герцовом диапазоне в Н – компоненте, в средней части – график изменения горизонтальной компоненты магнитного поля во время эксперимента (определяющей интегральные ионосферные токи). В нижней части рисунка показано отношение горизонтальной компоненты к вертикальной. Величина отношения характеризует положение центра тяжести электроджета относительно магнитометра. Горизонтальная компонента поля существенно не меняется в течение большей части эксперимента. График

отношения горизонтальной компоненты к вертикальной показывает переход через ноль в конце эксперимента, что означает проход электроджета над магнитометром. Небольшие вариации отношения мало коррелируют с амплитудой искусственных эмиссий. Таким образом, магнитные вариации не показывают значительных изменений ионосферной токовой системы. Центр «тяжести» электроджета, определяемый по отношению возмущений в горизонтальной компоненте к возмущению вертикальной, находился в стороне от области нагрева, в конце эксперимента он прошел через зенит, однако искусственные эмиссии в этот момент не наблюдались.

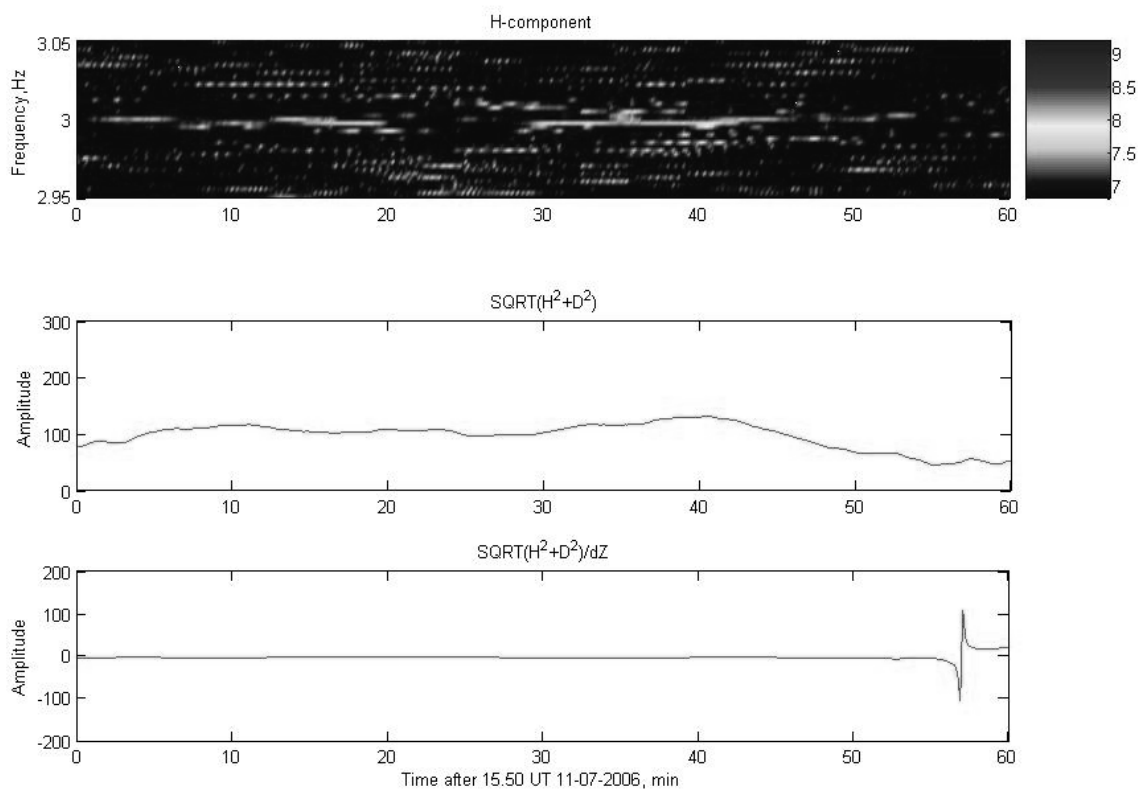


Рис 4. Динамический спектр H – компоненты магнитного поля на частоте 3Гц во время эксперимента, горизонтальная компонента магнитного поля, отношение горизонтальной компоненты магнитного поля к вертикальной для эксперимента 11.07.2006

В эксперименте 12.07.2006 года искусственные пульсации наблюдаются в H – компоненте во время всего интервала нагрева (с 05.30 UT до 06.30 UT). В тоже время в D-компоненте эмиссии не регистрируются. Данные ионозонда демонстрируют значительные изменения высотного профиля электронной плотности. Электрическое ионосферное поле менялось во время эксперимента, как по направлению, так и по величине. Как и в предыдущем случае, рассмотрим зависимость магнитных пульсаций от интенсивности ионосферной токовой системы и ее положения относительно места нагрева (рис. 5). Возмущения ионосферных токов испытывает значительные вариации во время этого эксперимента, создавая на земной поверхности магнитные вариации в горизонтальной компоненте от 100 до 250 nT. Электроджет находился вдали от места нагрева, в конце эксперимента он сначала сместился к области нагрева, а потом опять удалился.

Эксперимент 15.07.2006 проходил в то же местное время и при такой же магнитной активности (k – индекс равен 4), что и нагрев 12 июля. Мощность волны накачки и частота модуляции также совпадали. Изменения электронной концентрации и электрического поля за интервал нагрева довольно значительны. Интенсивность ионосферной токовой системы постепенно уменьшалась, при этом электроджет удалялся в течение эксперимента. Искусственные пульсации во время эксперимента не наблюдались.

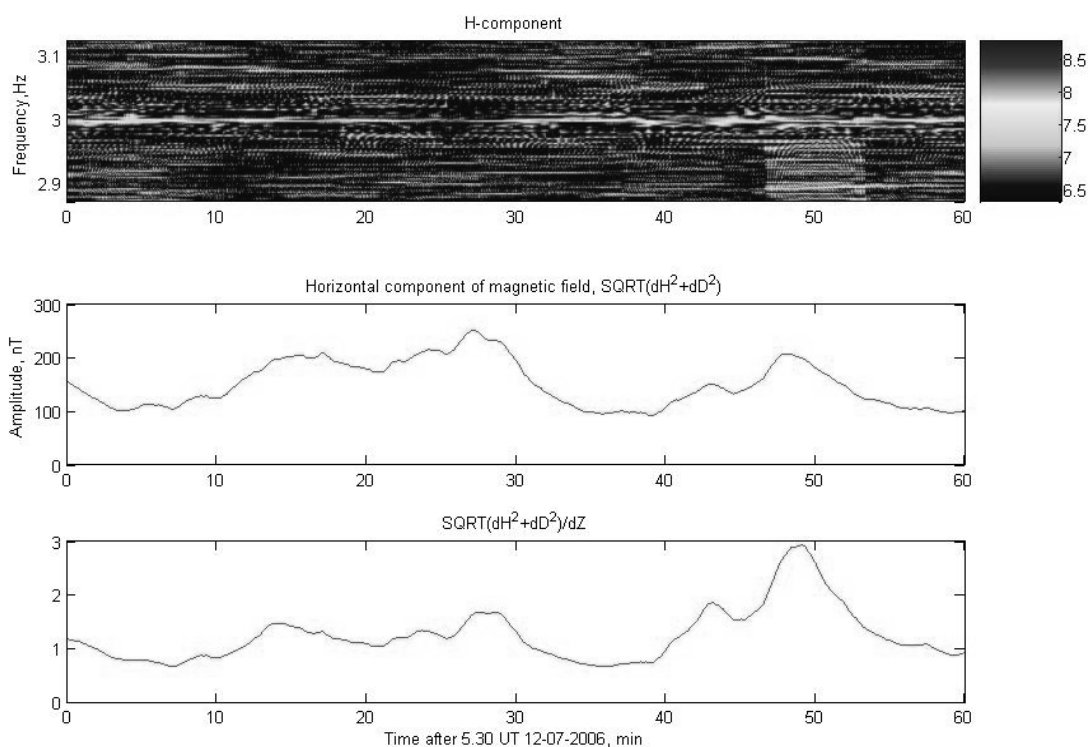


Рис. 5. Динамический спектр H – компоненты магнитного поля на частоте 3Гц во время эксперимента, горизонтальная компонента магнитного поля, отношение горизонтальной компоненты магнитного поля к вертикальной для эксперимента 12.07.2006

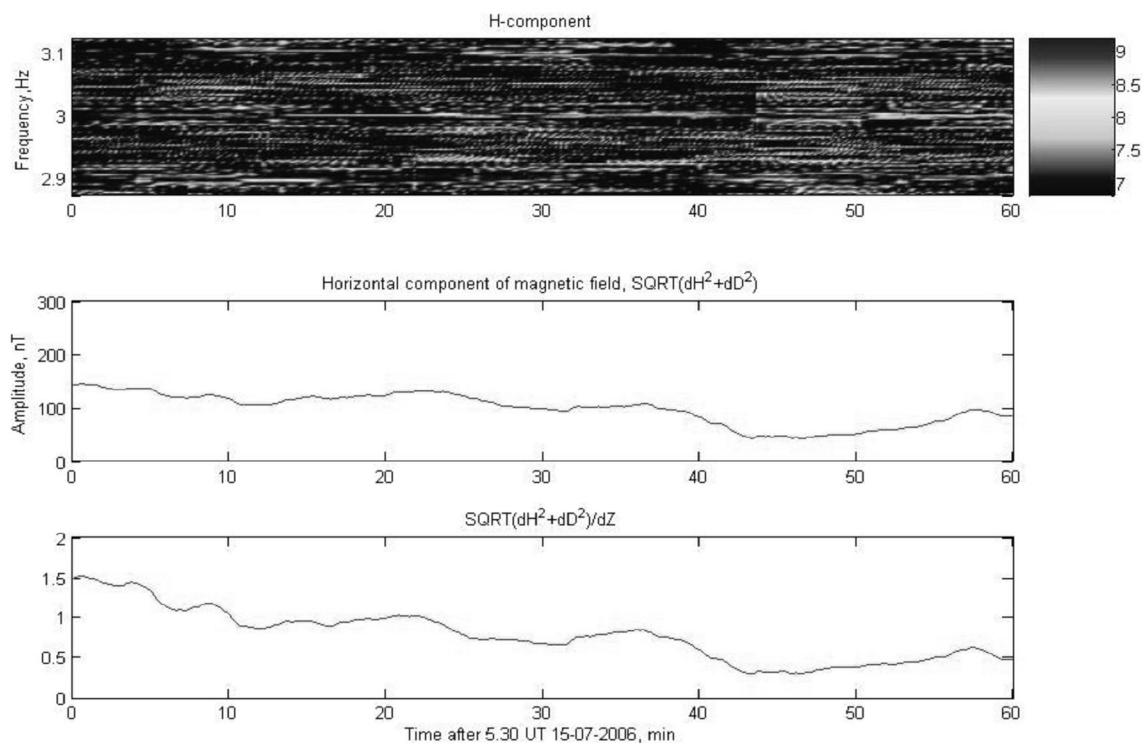


Рис. 6. Динамический спектр H – компоненты магнитного поля на частоте 3Гц во время эксперимента, горизонтальная компонента магнитного поля, отношение горизонтальной компоненты магнитного поля к вертикальной для эксперимента 15.07.2006

Выводы

Во время нагревных экспериментов на установке SPEAR (арх. Шпицберген) были зарегистрированы искусственные магнитные пульсации на частоте модуляции. Эффективность возбуждения искусственных эмиссий в Pc1 диапазоне составляет 10%. Статистика не показала зависимости генерации искусственных пульсаций от магнитной активности.

Исследование конкретных событий позволило подтвердить спорадическую природу искусственных пульсаций герцового диапазона и получить новые черты ее проявления. Нагрев, проводившийся в одинаковых условиях, в одном случае привел к непрерывной их генерации, в другом – к отсутствию искусственных эмиссий. Также можно заключить, что изменения основных ионосферных параметров в течение одного эксперимента, определяющих возбуждение пульсаций, может не привести к смене режима их генерации. С другой стороны, при неизменных параметрах ионосферы отклик ионосферы на нагрев может быть нестационарным.

Не установлена связь генерации искусственных магнитных пульсаций с интенсивностью и положением ионосферной токовой системы относительно места нагрева.

Авторы благодарны Т. Йоману (Университет г. Лестер, Великобритания) за сотрудничество при выполнении работ, а также сотрудникам обсерватории Баренцбург Полярного геофизического института КНЦ РАН, обеспечивающим наблюдения на сети индукционных магнитометров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bosinger T., Pashin A., Kero A., Pollari P., Belyaev P., Rietveld M., Turunen T., Kangas J., Generation of artificial magnetic pulsations in the Pc1 frequency range by periodic heating of the Earth's ionosphere: indications of ionospheric Alfvén resonator effect // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* 2000. Vol. 60. P. 277-297. 2. Belova E.G., Pashin A.B., Lyatsky W.B. Passage of a powerful HF radio wave through the lower ionosphere as a function of initial electron density profiles // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1995. Vol. 57. P. 265-272. 3. Pashin A.B., Belova E.G., Lyatsky W.B., Magnetic pulsation generation by a powerful ground-based modulated HF radio transmitter // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1995. Vol. 57, P. 245-252.

Сведения об авторах

Мочалов Алексей Анатольевич – младший научный сотрудник, e-mail: mochalov@pgia.ru

Пашин Анатолий Борисович – к.ф.-м.н., научный сотрудник, e-mail: pashin@pgia.ru

ВСПЛЕСКИ Q -ТИПА КАК ЯВЛЕНИЕ, ОТРАЖАЮЩЕЕ СВОЙСТВА ГЛОБАЛЬНОГО РЕЗОНАТОРА: ФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ АВТОМАТИЗИРОВАННОГО ОТБОРА

М.И. Белоглазов, В.В. Пчелкин, А.Н. Васильев, А.И. Воронин
Полярный геофизический институт КНЦ РАН

Аннотация

Рассматриваются вопросы поиска всплесков Q-типа в измерениях горизонтальной составляющей шумового магнитного поля диапазона частот первого шумановского резонанса как материала, позволяющего оценивать свойства глобального резонатора. На основе разработанного алгоритма распознавания волновых форм реализован автоматизированный отбор всплесков Q-типа из экспериментальных рядов высокоширотной обсерватории Ловозеро. Показан резонансный характер Q-всплесков. Отмечена возможность отбора событий в условиях магнитосферных возмущений.

Ключевые слова:

всплески Q-типа, шумовое магнитное поле, первый Шумановский резонанс, глобальный резонатор, распознавание волновых форм, автоматизированный отбор, магнитосферные возмущения.



Введение

Результаты экспериментальных измерений показывают, что горизонтальной составляющей магнитного поля в диапазоне частот первого шумановского резонанса присущ характер хаотичных шумоподобных колебаний, источником которых, по мнению большинства исследователей, в первую очередь, является вся совокупность молниевых разрядов по земному шару. При этом морфологически в экспериментальных рядах выделяют различные элементы и, прежде всего, относительно упорядоченные волновые формы, так называемые Q-всплески.

Пример всплеска Q-типа (и фрагмента квазипериодических колебаний) показан на рис. 1.

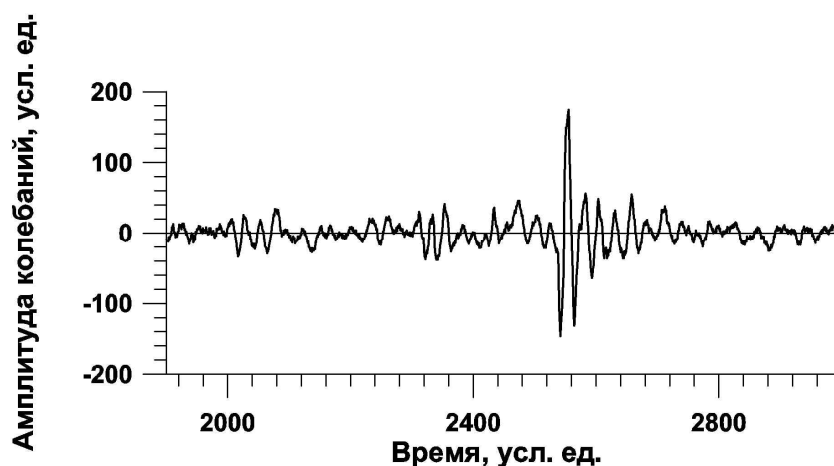


Рис. 1. Образец записи магнитных измерений, содержащий фрагменты квазипериодических колебаний и всплеск Q-типа

Как видно из рисунка, данное событие имеет вид затухающего колебания, т.е. характеризуется квазипериодичностью и квазиэкспоненциальным уменьшением амплитуды с течением времени.

Данные волноформы впервые были описаны в работе [1] и, в дальнейшем, выделялись многими исследователями [2-5]. Кроме отмеченных морфологических особенностей, внимание также привлекал факт отсутствия высокочастотного излучения в СДВ диапазоне [2].

Единого взгляда на природу всплесков этого типа до сих пор нет. Одни авторы связывают их появление со сверхмощными молниями [5], другие – с действием космических источников [6].

Упорядоченность данных волноформ приводит к естественной идее оценить по данным событиям свойства глобального резонатора Земля-ионосфера: коэффициент затухания, добротность, резонансную частоту. Мысль эта была высказана в ряде работ [4, 7], хотя успешных убедительных реализаций идеи наш обзор литературы не обнаружил.

Одной из основных проблем на этом пути является относительная редкость Q-всплесков (ее отмечают многие исследователи). Штучный визуальный поиск в миллионных рядах цифр малопроизводителен (продолжительность одного всплеска обычно менее 1 секунды). Поэтому проблема автоматического машинного поиска и отбора всплесков, являющихся материалом для оценок свойств контура, становится очень важной. Кроме методической стороны эта проблема имеет физическую важность, ибо заставляет задуматься о физической значимости признаков, по которым проводится поиск событий.

Экспериментальные данные

Магнитные измерения

Уверенная регистрация резонансных явлений в диапазоне частот шумановских резонансов требует тщательной отработки методики и специализированной приемно-измерительной аппаратуры, которая должна быть удалена от населенных пунктов, железных дорог и иных источников электромагнитных помех. Общие требования к измерениям рассмотрены, в частности, в работах [2, 3].

Магнитная высокоширотная обсерватория «Ловозеро» (67.97°N 35.02°E) удовлетворяет этим требованиям. Двухкомпонентный индукционный магнитометр, разработанный для проведения наблюдений на ней, предназначен для регистрации горизонтальных составляющих пульсаций магнитного поля. Этот прибор состоит из антенной системы с предусилителем и приемной части. Две ортогональные антенны ориентированы относительно магнитного меридиана. Каждая антенна состоит из ферритового стержня диаметром 45 мм и длиной 600 мм. Поверх стержня расположены 10 секций катушек, в которые уложены 260 тыс. витков провода. Вдоль антенны расположена и калибровочная катушка. Принятые антеннами сигналы через предусилители поступают по кабелю в двухканальный приемник, расположенный в здании обсерватории. Антенны удалены от обсерватории на 300 м с целью уменьшения наводок. Полосовой фильтр четвертого порядка имеет частоты среза: снизу 0,1 Гц и сверху 10 Гц, а также возможность изменения усиления до 40 дБ. Приемное устройство содержит калибратор, работающий на частоте 5 Гц. При калибровке 0.05 пТл соотношение сигнал/шум составляет 10 дБ.

Данные магнитных измерений при последующей цифровой обработке подвергались действию сглаживающего окна, убирающего высокочастотные колебания, и низкочастотного фильтра, выделяющего пульсации с последующим их вычитанием.

Методика отбора всплесков Q-типа

Изучение литературы показало, что существующие критерии отбора всплесков Q-типа носят характер скорее качественный, морфологический, нежели количественный и сводятся к следующим признакам:

- квазипериодичность;
- превышение амплитуды колебаний определенного порога;
- закономерное (квазиэкспоненциальное) уменьшение амплитуды.

Подчеркнем: количественный критерий, определяющий границу тому, что есть всплеск Q-типа, а что не является таковым, отсутствует. Соответственно, алгоритм интеллектуального поиска (распознавания), разработанный нами, использовал приведенные выше качественные морфологические признаки. Остановимся подробнее на его описании.

Проще всего было реализовать поиск по критерию превышения амплитуды над заданным порогом. Но, как показали результаты поиска, один лишь этот критерий не обеспечивает решения задачи. В результате отбора по амплитуде основную часть составляли неупорядоченные колебания, а Q-всплески составляли часть много меньшей.

Отбор по условию квазипериодичности отделял как участки квазисинусоидальных колебаний, так и Q-всплески. Задание требования квазипериодичности было реализовано следующим образом. Мы анализировали время между соседними пересечениями нуля измеряемой величины. Если оно лежало в заданных рамках (рис. 2), то этот фрагмент данных проверялся таким же образом далее – то

есть определялось время до следующего пересечения нуля. Если фрагмент, состоящий из «правильных», «таких как надо» половинок квазипериодов оказывался достаточно длинным, то мы переходили к проверке по следующему критерию, т.е. отобранный случай анализировался на амплитудные закономерности.

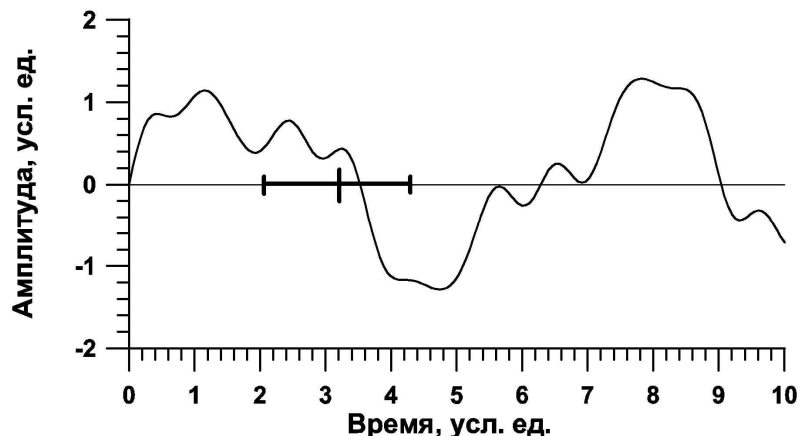


Рис. 2. Иллюстрация алгоритма отбора регулярных волновых форм. Отрезок со штрихами соответствует положению окна частотного отбора по отношению к предыдущему пересечению нуля

Результаты отбора показаны на рис. 3. Отметим, что фрагментов квазисинусоидальных колебаний было существенно больше, чем собственно Q-всплесков.

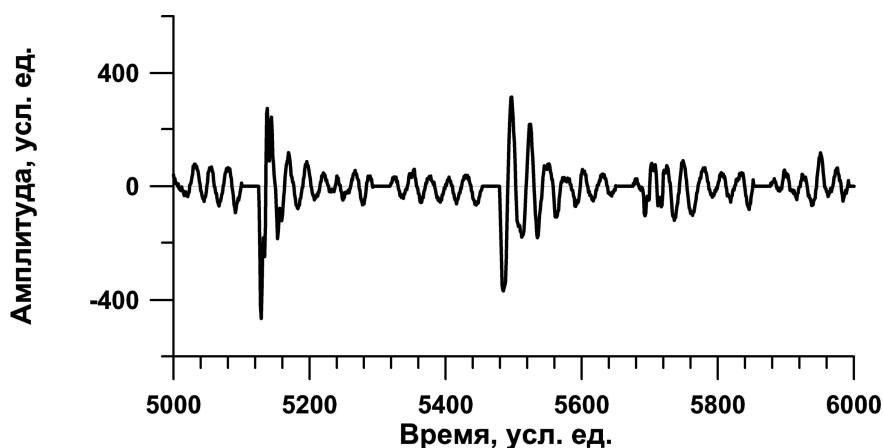


Рис. 3. Результаты отбора по критерию квазипериодичности. Записаны как всплески Q-типа, так и фрагменты, не сопровождающиеся закономерным уменьшением амплитуды

Временные рамки, в которых должно было находиться одно пересечение нуля от другого, по сути, задавали частотный диапазон, в котором должны были находиться все квазипериодические колебания рассматриваемого события. Поэтому будем называть их в дальнейшем частотным окном отбора. Отметим, что при этом колеблющаяся величина могла быть различной – либо одна из двух компонент горизонтальной составляющей магнитного поля (шумовых колебаний), либо модуль горизонтальной составляющей, либо угол между магнитным меридианом и вектором магнитного поля.

Лишь задание сразу двух условий – квазипериодичности и превышения амплитуды заданного порога – сделало поиск успешным. Мы также включали в алгоритм и третий критерий. Как оказалось, он в значительной степени дублировал второй. То есть поиск можно было достаточно успешно организовывать по условию квазипериодичности колебания в совокупности с любым из двух оставшихся критериев.

Результаты отбора иллюстрирует рис. 4. Как видно из графиков, не всегда закономерное квазиэкспоненциальное снижение амплитуды одной из горизонтальных составляющих

сопровождается аналогичным поведением амплитуды второй составляющей (хотя модуль также уменьшается квазиэкспоненциально).

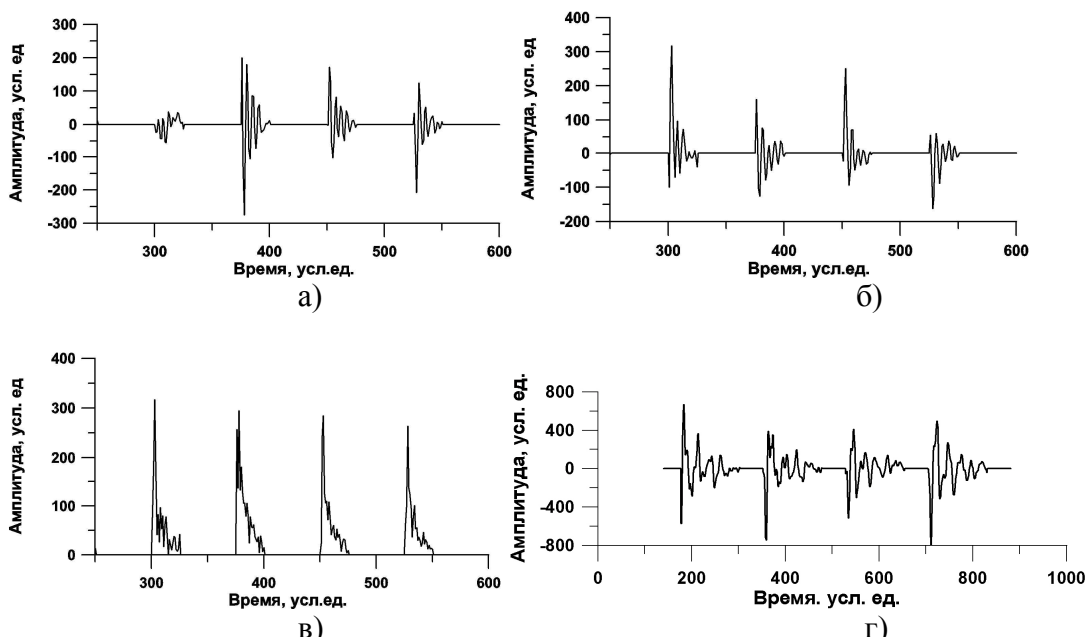


Рис. 4. Всплески Q-типа по данным с 40-герцовым (а, б – две компоненты горизонтальной составляющей, в – модуль горизонтальной составляющей) и данным с 200-герцовым разрешением (г)

Обсуждение результатов

Анализ отобранных событий (Q-всплесков) выявляет следующие закономерности:

- всплески Q-типа являются резонансным явлением, т. е. они обнаруживаются только в диапазоне частот первого шумановского резонанса. Если окно отбора сместить в сторону от частоты первого шумановского резонанса, то Q-всплески обнаружить не удастся (рис. 5).

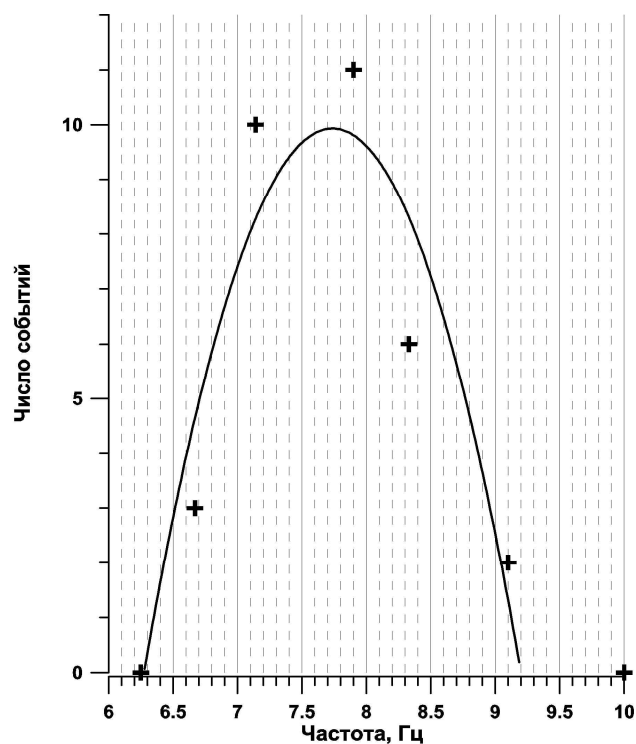


Рис. 5. Частота обнаружения всплесков Q-типа в зависимости от положения частотного окна выбора

С технической стороны это, очевидно, является следствием требования квазипериодичности отбираемых событий, которые устойчиво обнаруживаются лишь на частоте первой резонансной моды и практически отсутствуют в соседних областях. Данный факт позволяет оценивать первую шумановскую резонансную частоту;

- частота появления всплесков уменьшается с ростом максимальной амплитуды всплеска, но в целом всплески – более частое явление, чем считалось ранее. Например, при условии превышения максимальной амплитуды всплеска фоновых значений в 6-8 раз и более всплески встречаются несколько раз в час (4-6), а мощные всплески, превышающие фон в десятки раз, регистрируются несколько раз в сутки. Таким образом, данные события дают достаточно регулярный материал для оценки свойств глобального резонатора Земля–ионосфера – прежде всего, коэффициента затухания и добротности;

- мощные Q-всплески обнаруживаются во время магнитосферных возмущений. Это дает возможность оценки коэффициента затухания и добротности глобального резонатора во время магнитосферных бурь и суббурь. Важность отмеченного факта заключается в том, что при Фурье-анализе даже незначительное магнитное возмущение меняет характеристики резонансных максимумов. Пример такого влияния на спектр показан для возмущения 08.01.2008 на рис. 6. Резонансные пики в спектре «размываются» (рис. 6 а, б, в), что делает оценки добротности (и даже самой резонансной частоты) менее точными, а в ряде случаев невозможными. Поэтому возможность альтернативной оценки свойств контура становится особенно актуальной;

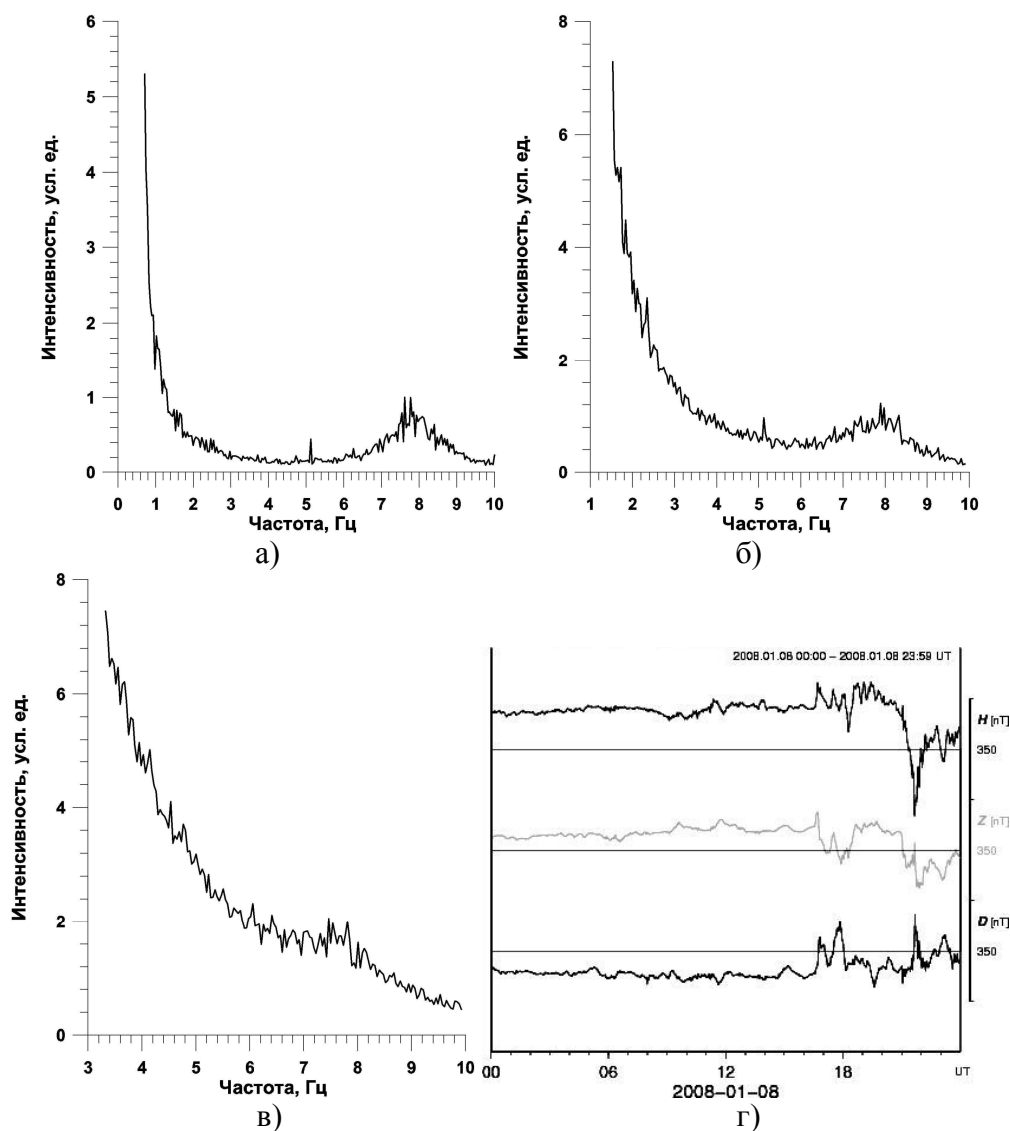


Рис. 6. Размывание резонансного максимума первой моды колебаний в энергетических спектрах (а, б, в) в ходе возмущения 08.01.08 (г)

• достаточно четкая количественная граница между тем, что есть событие данного типа, а что нет, отсутствует. При снижении требований к отбору поиск обнаруживает много промежуточных, граничных волноформ. Последнее соображение приводит к необходимости тщательной проверки последующих оценок добротности и резонансной частоты на устойчивость по отношению к условиям отбора всплесков.

Выводы

1. Разработан алгоритм машинного поиска всплесков Q-типа, определенных как квазипериодические колебания магнитного поля, характеризующиеся квазиэкспоненциальным уменьшением амплитуды.

2. Показано, что всплески Q-типа – резонансное явление, происходящее именно на частоте первого шумановского резонанса. Вероятность нахождения всплесков этого типа резко уменьшается при удалении от резонансной частоты первой моды колебаний.

3. Показано, что всплески Q-типа являются достаточно регулярным материалом, по которому можно проводить оценки свойств глобального резонатора. Их частота появления уменьшается с ростом максимальной амплитуды всплеска и с ужесточением остальных критериев отбора, но в целом всплески более частое явление, чем считалось ранее. Например, при условии превышения максимальной амплитуды всплеска фоновых значений в 6-8 раз и более всплески встречаются несколько раз в час (4-6), а мощные всплески, превышающие фон в десятки раз, регистрируются несколько раз в сутки.

4. Мощные Q-всплески часто могут быть обнаружены во время магнитосферных возмущений, что позволяет оценить свойства резонатора. Отметим, что магнитосферные возмущения, «размывая» резонансные пики, затрудняют определение резонансных частот и добротности глобального резонатора Земля – ионосфера методом Фурье-анализа.

Работа выполнена при поддержке Программой ОФН РАН №11 "Электродинамика атмосферы, радиофизические методы исследований атмосферных процессов" (проект № 4.5 "Атмосферное электричество в нижней атмосфере полярных широт").

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ogawa T., Tanaka Y., Fraser-Smith A.C., Gendrin R.* Worldwide Simultaneity of a Q-Type ELF Burst in the Schumann Resonance Frequency Range // *J. of Geomagnetism and Geoelectricity*, 1967. Vol. 19. № 4, P. 377-384, 2. *Блиох П.В., Николаенко А.С., Филиппов Ю.В.* Глобальные электромагнитные резонансы в полости земля-ионосфера. Киев: Наукова думка, 1977. 3. *Александров М.С. и др.* Флуктуации электромагнитного поля Земли в диапазоне СНЧ: коллективная монография. М.: Наука, 1972. С. 1-100. 4. *Крылов С.М., Владимиров Н.П.* Некоторые характеристики электромагнитных резонансов полости Земля-ионосфера // *Геомагнитные исследования*, 1967. № 9. С. 80-88. 5. *Lones D.L., Kemp D.T.* The Nature and Average Magnitude of the Sources of Transient Excitation of Schumann Resonances // *JATP*, 1971. № 33. P. 557-566. 6. *Ogawa Y., Tanaka T., Yasuhara M.* Observations of Natural ELF and VLF Electromagnetic Noises by using Ball Antennas // *J. of Geomagnetism and Geoelectricity*. 1966. Vol. 18, № 4, P. 443-454, 7. *Ogawa T., Kozai K., Kawamoto H., Yasuhara M., Huzita A.* Schumann resonances observed with a balloon in the stratosphere // *JATP*. 1979. Vol. 41. P. 135-142.

Сведения об авторах

Белоглазов Михаил Иванович – к.т.н., зав. лабораторией, e-mail: blgz@pgia.ru

Пчелкин Владимир Викторович – научный сотрудник, e-mail: pchelkin@pgia.ru

Васильев Алексей Николаевич – к.ф.-м.н., зав. сектором, e-mail: vasilyev@pgia.ru

Воронин Алексей Иванович – ведущий электроник, e-mail: voronin@pgia.ru

ОТКЛИК УТРЕННИХ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ И ПОГЛОЩЕНИЯ КОСМИЧЕСКОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА ОТРИЦАТЕЛЬНЫЙ ИМПУЛЬС ДИНАМИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

В.Б. Белаховский, В.В. Сафаргалеев, О.И. Ягодкина
Полярный геофизический институт КНЦ РАН

Аннотация

В работе исследован отклик в высыпаниях частиц на отрицательный импульс динамического давления солнечного ветра с использованием данных ТВ камеры ПГИ КНЦ РАН в Баренцбурге (арх. Шпицберген) и скандинавского риометра IRIS на примере события 28 Ноября 2000 года. Выделено две стадии отклика. Сначала наблюдается уменьшение риометрического поглощения в центре авроральной зоны и распад сияний вблизи ее полюсной границы. Вторая стадия наступает спустя ~ 10 минут и характеризуется появлением новых ярких форм вблизи полюсной границы овала. Заметных изменений в поглощении в это время не отмечено. Такая реакция сияний и уровня поглощения во время первой стадии может быть обусловлена прохождением фронта МГД-возмущения через источник высыпающихся частиц в магнитосфере. Изменение динамики сияний во время второй стадии мы объясняем крупномасштабной реконфигурацией магнитосферы, которое проявляется в виде изменения положения утреннего вихря ионосферной конвекции в области оптических наблюдений.

Ключевые слова:

солнечный ветер, магнитосфера, ионосфера, SI импульс, полярные сияния, риометрическое поглощение.



Введение

Резкое увеличение динамического давления солнечного ветра (*sudden impulse*, SI^+) сопровождается уярчением полярных сияний и увеличением поглощения космического радиоизлучения [1, 2]). Оба эффекта могут быть объяснены в рамках одной модели - рассеяние частиц в конус потерь из-за развития электронно-циклотронной турбулентности [3]. Реакция высыпаний на внезапное

ослабление давления (SI^-) – менее изученный вопрос. В работе [4] по данным наземной камеры было обнаружено, что яркость дискретных дуг после SI^- импульса увеличилась, и полярные сияния стали двигаться к полюсу. Наоборот, в работе [5] по данным ультрафиолетового приемника со спутника POLAR после SI^- наблюдалось уменьшение интенсивности свечения.

В работе рассмотрен отклик полярных сияний и поглощения космического радиоизлучения на отрицательный импульс динамического давления солнечного ветра. Сияния регистрировались в окрестности полюсной границы авроральной зоны, а риометр проводил измерения примерно в центре аврорального овала. Уникальность исследуемого события состоит в том, что ориентация силовых линий, у подножия которых находились пункты наблюдений, относительно фронта распространяющегося в магнитосфере возмущения позволила предположить, что отклик высыпаний на SI^- будет виден в Баренцбурге и Килписьярви практически одновременно.

Ключевыми инструментами данного исследования являются камера всего неба, установленная в обс. Баренцбург, ВAB (78.08°N, 14.2°E), и отображающий (многолепестковый) риометра IRIS в Килписьярви, КИЛ (69.02°N, 20.79°E). Привлекались также данные радарной системы SuperDARN, отражающие характер ионосферной конвекции в области оптических наблюдений. Для определения параметров межпланетной среды использовались данные трех спутников (ACE, WIND, GEOTAIL), что позволило оценить примерную ориентацию фронта неоднородности.

Результаты

В работе рассмотрено событие, имевшее место 28 Ноября 2000 г. На рис. 1а показаны параметры межпланетной среды по данным спутника WIND и Н-компонента магнитного поля на низкоширотной станции Какиока (КАК). На спутнике SI^- был зафиксирован в 03.10 UT. Время запаздывания отклика магнитосферы на уменьшение давления, проявившееся как ослабление

магнитного поля в КАК, составляет примерно 10 мин и отражает время распространения фронта возмущения от спутника до Земли. Отрицательный импульс динамического давления солнечного ветра совпадает со сменой знака B_z -компоненты ММП.

Используя данные трех спутников ACE, WIND, GEOTAIL и низкоширотной станции КАК была определена ориентация фронта отрицательного импульса в межпланетной среде. Оказалось, что для данного события угол между фронтом и осью X GSE системы координат составил примерно 18° , то есть фронт неоднородности ударил по вечернему флангу магнитосферы.

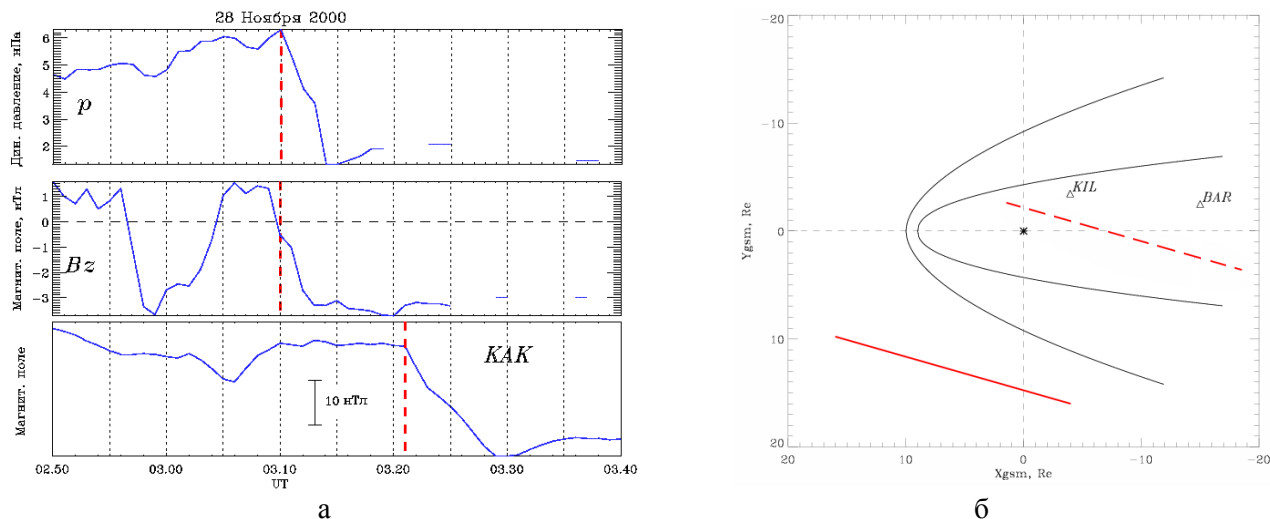


Рис. 1. (а) Параметры SI в межпланетной среде (по данным спутника WIND) и на низких широтах. (б) Предполагаемая ориентация фронта неоднородности

На схеме на рис. 1б сплошной красной линией показана ориентация фронта неоднородности солнечного ветра. Прерывистая линия соответствует фронту МГД – возмущения, инициированного в магнитосфере ударом неоднородности по магнитопаузе. Треугольниками отмечены участки в экваториальной плоскости магнитосферы, магнитосопреженные с пунктами наблюдений KIL и BAR. Предполагая, что источник высыпаний находится в экваториальной плоскости, из схемы видно, что фронт МГД-возмущения достигнет этих участков с относительно небольшим запаздыванием.

Хорошо известно, что полярные сияния являются динамичным явлением. В ситуациях, когда априори не известна форма реакции сияний на отрицательный импульс, в принципе, любое изменение в динамике сияний может быть связано с прохождением МГД-возмущения через область их генерации (в связи с этим отметим разногласия в вышеупомянутых работах [4, 5]). В нашем случае неопределенность может быть уменьшена тем, что момент отклика сияний над Шпицбергом, T_0 , можно попытаться определить по данным риометра в Килписьярви.

На рис. 2 показано поглощение космического радиоизлучения на многолепестковом риометре IRIS (KIL) и H-компонента магнитного поля на станции Тромсе (TRO). Станция TRO попадает в поле зрения риометра. Не иначе как счастливым стечением обстоятельств можно назвать усиление риометрического поглощения в 03:15 UT. На фоне этого усиления отчетливо просматривается резкое уменьшение поглощения около 03:21 UT, совпадающее с точностью до временного разрешения магнитных данных с началом отрицательной бухты в КАК. Это дает основание связать наблюдаемое риометром явление с прохождением фронта МГД-возмущения (волны разрядки в данном случае) через область, откуда высыпаются энергичные частицы, вызвавшие усиление поглощения в 03:15 UT.

На других магнитных станциях меридионального профиля IMAGE влияние SI импульса практически не проявилось. Поэтому, опираясь на результаты работы [6], мы связываем магнитную вариацию в TRO с локальным уменьшением ионосферной проводимости. В этом случае, ослабление поглощения в 03:21 UT вызвано скорее ослаблением интенсивности высыпаний, чем перемещением источника высыпающихся частиц в магнитосфере. Оптический эффект распространения МГД-возмущения будем искать в данных камеры всего неба после $T_0 = 03:20$ UT.

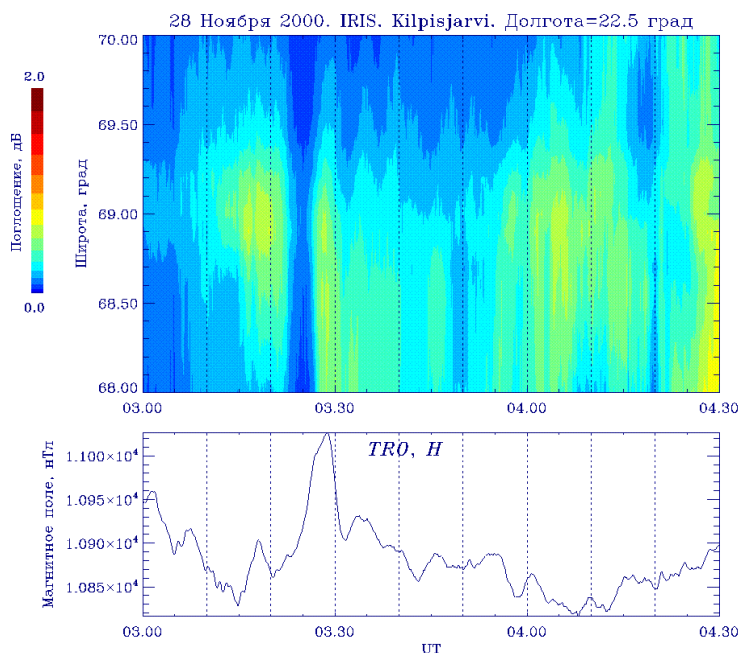


Рис. 2. Поглощение космического радиоизлучения на риометре IRIS в KIL (верхняя панель) и магнитное поле на станции TRO (нижняя панель)

На рис. 3 (верхняя панель) показаны данные all-sky камеры, характеризующие авроральную активность над Баренцбургом до и после момента T_0 . Изображения спроектированы на поверхность Земли в географических координатах. Видно, что этот момент характеризуется пропаданием (или, по крайней мере, заметным ослаблением интенсивности) структуры в виде двух лучистых дуг южнее зенита. Такое поведение сияний мы связываем с ослаблением потока высыпающихся частиц. Спустя примерно 10 мин в поле зрения камеры оказываются яркие дискретные формы.

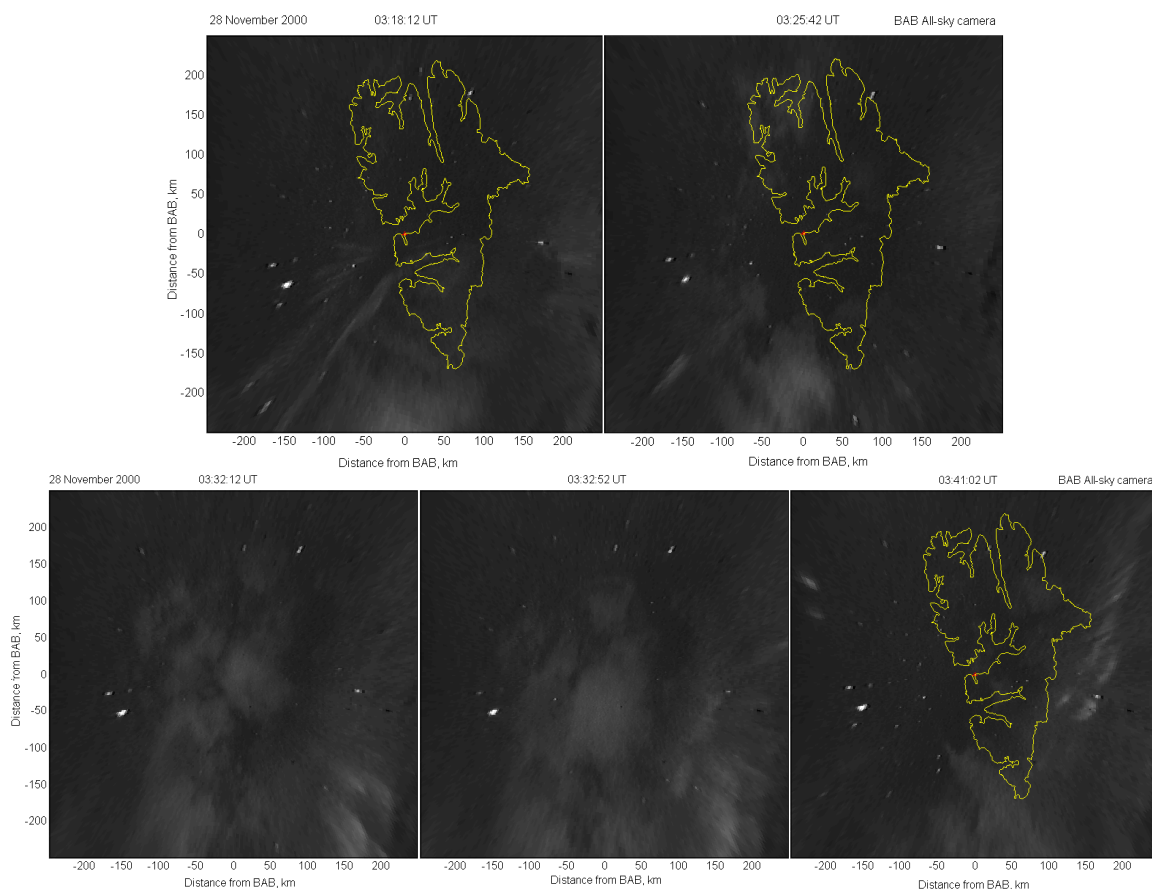


Рис. 3. Кадры, показывающие пропадание слабых лучистых форм (верхняя панель) и появление новых авроральных структур (нижняя панель) в ионосфере над ВАВ

Последовательность кадров на нижней панели рис. 3 показывает, что дуги дрейфуют к географическому полюсу из области более низких широт, где они наблюдались до этого, смещаясь вдоль геомагнитной широты. Такое движение источника сияний можно связать с расширением дневной части магнитосферы, которое обусловлено ослаблением динамического давления солнечного ветра. Гипотеза о связи динамики сияний с крупномасштабной реконфигурацией магнитосферы подтверждается данными о характере ионосферной конвекции (рис. 4). На левой панели рис. 4 видно, что через 10 мин после отрицательного SI утренний вихрь расширяется в полуденные часы, а на правой панели граница, от которой происходит отражение радарного сигнала (ее традиционно связывают с границей между замкнутыми и разомкнутыми силовыми линиями), смещается к геомагнитному полюсу.

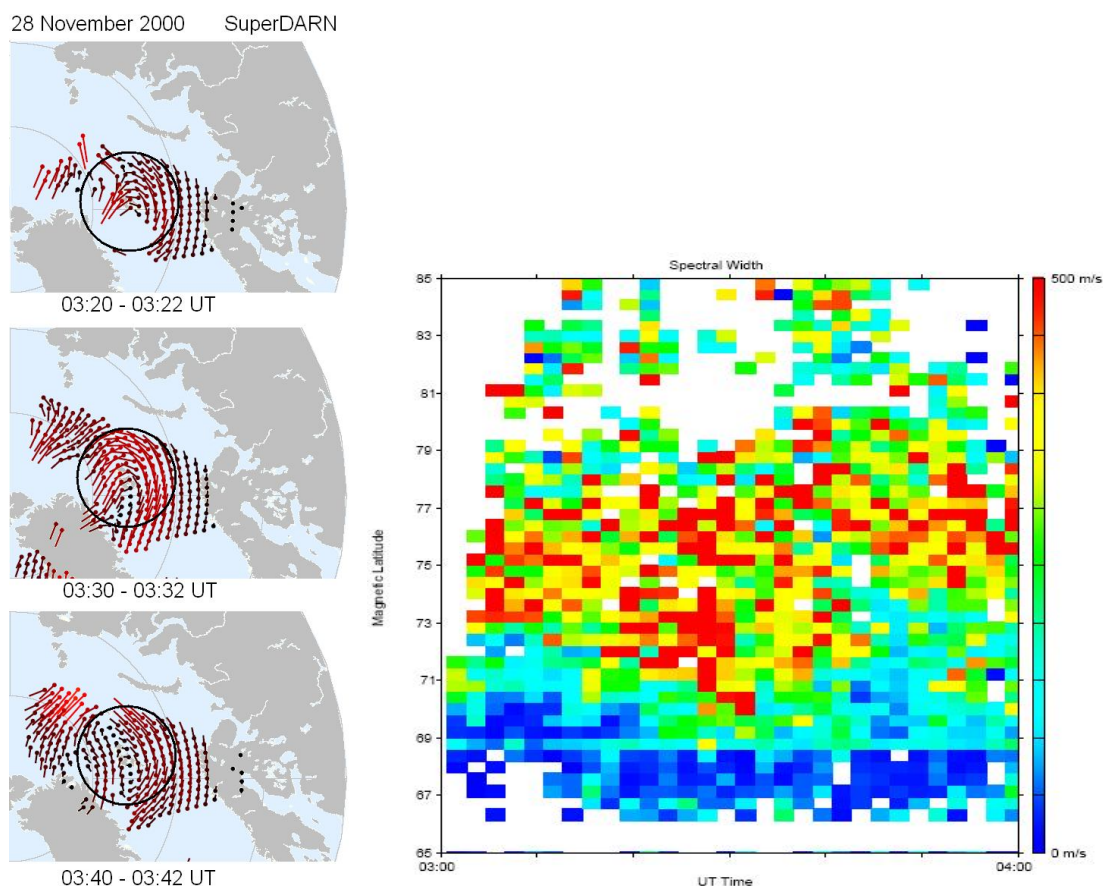


Рис. 4. Реконфигурация ионосферной конвекция по данным радара SuperDARN (левая панель), динамика границы полярной шапки по данным радара CUTLASS (правая панель)

Обсуждение

Мы выделили две стадии отклика полярных сияний и риометрического поглощения на резкое понижение динамического давления солнечного ветра. На первой стадии наблюдается ослабление потока высыпающихся частиц, которое проявляется в имеющихся у нас данных в виде ослабления риометрического поглощения в центре авроральной зоны и исчезновения системы дуг на границе с полярной шапкой. На второй стадии авроральная активность вблизи границы шапки усиливается за счет перемещения сюда сияний из области более низких широт.

Уменьшение интенсивности высыпаний мы связываем с прохождением через источник высыпающихся частиц, располагающийся в экваториальной части силовой трубки, фронта МГД-возмущения, представляющего волну разряжения. В модели [6] волна сжатия, генерируемая во время положительных SI, приводит к увеличению коэффициента анизотропии плазмы, развитию электронно-циклотронной неустойчивости и, как следствие, к рассеянию частиц в конус потерь. Во время отрицательных SI может реализоваться обратная схема. Волна разряжения приводит к уменьшению анизотропии плазмы, «выключению» электронно-циклотронной турбулентности и, как следствие, прекращению рассеяния в конус потерь. Подчеркнем еще раз, что эффект отрицательного

импульса может быть обнаружен наземным наблюдателем в том случае, если высыпания имели место до начала SI, что наблюдалось в разобранный нами случае.

Кроме генерации волны разряда, уменьшение динамического давления солнечного ветра приводит к движению магнитопаузы в солнечном направлении, то есть к увеличению размеров дневной магнитосферы. При этом источник высыпаний в магнитосфере будет двигаться от Земли, а соответствующий ионосферный эффект будет смещаться к геомагнитному полюсу. В нашем случае существовавшие до момента начала расширения магнитосферы сияния имели дискретный характер, поэтому их смещение нам удалось зафиксировать. Высыпание, ответственное за риометрическое поглощение, не было дискретным. Возможно, по этой причине смещение высыпаний в полном направлении в данных риометра нам выделить не удалось.

Выводы

В работе показано, что может существовать две стадии отклика высыпаний на отрицательный импульс динамического давления солнечного ветра. Во время первой стадии наблюдается ослабление потока высыпающихся частиц, проявляющееся в ионосфере в виде уменьшения яркости сияний и уровня поглощения космического радиоизлучения. Во время второй стадии (через 10 минут) изменение динамики высыпаний обусловлено движением источника высыпающихся частиц из-за крупномасштабной реконфигурации (расширения) дневной магнитосферы.

Авторы благодарны сотрудникам проектов IRIS, SuperDARN, CUTLASS и IMAGE за возможность использования данных, а также В.Г. Воробьеву (ПГИ) за интерес к работе.

Работа поддержана грантом РФФИ №09-05-00818, Программой Президиума РАН № 16 и грантом Совета министров северных стран Nordauropt.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Воробьев В.Г.* Эффекты в полярных сияниях, связанные с SC // Геомагнетизм и аэрномия. 1974. Т. 14. № 1. С. 90-92.
2. *Ranta A. and Ranta H.* Storm sudden commencement observed in ionospheric absorption // Planet. Space Sci. 1990. Vol. 38. P. 365-372.
3. *Coroniti F.V., Kennel F.* Electron precipitation pulsations // J. Geophys. Res. 1970. Vol. 75. P.279-285.
4. *Liou K.* Large, abrupt pressure decreases as a substorm onset trigger // Geophys. Res. Lett. 2007. Vol. 34. L14107.
5. *Sato N., Y. Murata, H. Yamagishi, A. S. Yukimatu, M. Kikuchi, M. Watanabe, K. Makita, H. Yang, R. Liu, F. J. Rich.* Enhancement of optical aurora triggered by the solar wind negative pressure impulse (SI) // Geophys. Res. Lett. 2001. Vol. 28. P. 127-130.
6. *Liou K., Newell P.T., Sotirelis T., Meng C.I.* Global auroral response to negative pressure impulses // Geophys. Res Lett. 2006. Vol.33. L11103.
7. *Safargaleev V., Kozlovsky A., Honary F., Voronin A., Turunen T.* Geomagnetic disturbances on ground associated with particle precipitation during SC // Ann. Geophys. 2010. Vol. 28. P. 247.

Сведения об авторах:

Белаховский Владимир Борисович – м.н.с., e-mail: belakhovsky@pgia.ru

Сафаргалеев Владимир Ваисович – к.ф.-м.н., зам. директора института, e-mail: vladimir.Safargaleev@pgia.ru

Ягодкина Оксана Ивановна – к.ф.-м.н., с.н.с., e-mail: yagodkina@pgia.ru

ВАРИАЦИИ ЕСТЕСТВЕННОГО ГАММА-ФОНА ВО ВРЕМЯ ВЫПАДЕНИЯ АТМОСФЕРНЫХ ОСАДКОВ

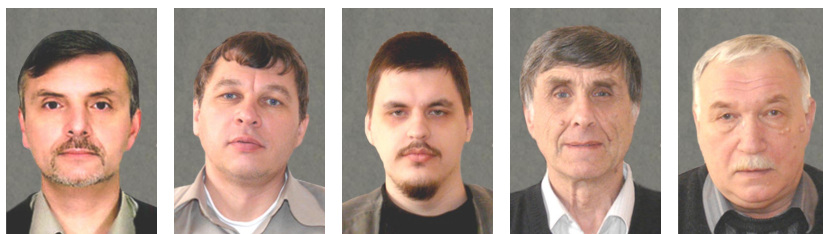
Б.Б. Гвоздевский, Ю.В. Балабин, А.В. Германенко, Э.В. Вашенюк, Л.И. Щур
Полярный геофизический институт КНЦ РАН

Аннотация

Исследуются возрастания интенсивности гамма (рентгеновского) излучения в приземном слое атмосферы во время осадков в Апатитах и на Шпицбергене. Обнаружена явная связь между возрастаниями и дождевой (снеговой) облачностью. Получены энергетические спектры гамма-излучения в хорошую погоду и при выпадении осадков. В них отсутствуют спектральные линии, характерные для атмосферных радионуклидов. Проведенное исследование позволяет считать основной причиной возрастания гамма-излучения во время осадков тормозное рентгеновское излучение энергичных электронов, ускоренных электрическими полями внутри дождевых (снеговых) облаков. Детально рассмотрен возможный механизм генерации рентгеновских квантов во время осадков.

Ключевые слова:

гамма-кванты, генерация, осадки, тормозное излучение, радиоактивность.



Введение

Существование избыточного излучения, связанного с грозовой активностью является известным фактом [1-3]. Было показано, что основной причиной возникновения избыточного излучения во время

гроз являются частицы, ускоренные сильными электрическими полями внутри грозового облака [2-3]. В организованном нами мониторинге низкоэнергичного гамма (рентгеновского) фона на уровне земли также регистрировались возрастания, как правило, связанные с атмосферными осадками. Следует отметить, что в субарктическом (Апатиты) и арктическом (арх. Шпицберген) регионах, где проводились наблюдения, грозы наблюдаются редко. Тем не менее, в качестве причины возрастаний, связанных с осадками, мы предполагаем электрическое поле облаков (пусть не такое сильное, как в грозовых облаках), которое ускоряет электроны и создает тормозное рентгеновское излучение, проникающее до уровня земли. В данной работе также показано, что наблюдаемые возрастания гамма-фона не связаны с какими-либо антропогенными либо природными радионуклидами, а являются следствием изменения условий взаимодействия космического излучения с атмосферой.

Описание установки

Для мониторинга гамма (рентгеновского) фона у поверхности земли нами использовался сцинтилляционный спектрометр на основе кристалла NaI(Tl), диаметром 6 см и толщиной 2 см (рис.1). Прибор ранее был разработан и применялся для измерений аврорального рентгеновского излучения на аэростатах в стратосфере [4]. Сигнал после ФЭУ и усилителя поступает на дискриминатор с пороговыми уровнями, соответствующими энергиям фотонов >20 и >100 кэВ. Выходы дискриминаторов через интерфейсный модуль поступают в компьютер через специальную программируемую плату расширения AD LINK 8554. Регистрация в интегральных каналах позволяет получать непрерывную оценку интегрального спектра гамма (рентгеновского) излучения.

Питание ФЭУ и усилителя для него производится при помощи специальной схемы преобразователя напряжения с широтно-импульсной модуляцией, обеспечивающей хорошую стабильность питающего высокого напряжения ФЭУ. Приняты меры к температурной стабилизации внутри приборного контейнера, который выполнен из алюминия и герметично закрыт.

Импульс с выхода ФЭУ поступает на усилитель. Параметры входной цепи усилителя были подобраны таким образом, чтобы на каждый 1 КэВ на ФЭУ приходилось 1 мВ на входе усилителя. Коэффициент усиления был выбран равным 10. Таким образом, фотон с энергией 100 КэВ вызывает на выходе усилителя импульс с амплитудой 1 В. Имеющиеся спектрометры, были проверены и откалиброваны с помощью источника гамма-излучения Am^{241} , имеющего слабую линию 27 кэВ и

основную линию 59 кэВ. Вместе со спектрометрами в Апатитах был установлен осадкомер, который позволяет оценивать интенсивность осадков в виде дождя и снега в относительных единицах.

Наблюдение некоторых возрастаний сопровождалось записью спектров гамма-излучения при помощи амплитудного анализатора В4К-САЦП-USB, основанного на высокоскоростном спектрометрическом АЦП на 4096 каналов. Внешний вид детектора и блок-схема его включения представлены на рис.1. Амплитудный анализатор предназначен для получения дифференциального спектра гамма-излучения. Амплитуда выходных импульсов пропорциональна энергии гамма-квантов, поэтому данные амплитудного анализатора однозначно связаны с энергетическим спектром. Анализатор включался в работу за несколько часов до предполагаемых осадков, регистрируя сначала фоновый спектр перед возрастанием, затем спектр во время возрастания.

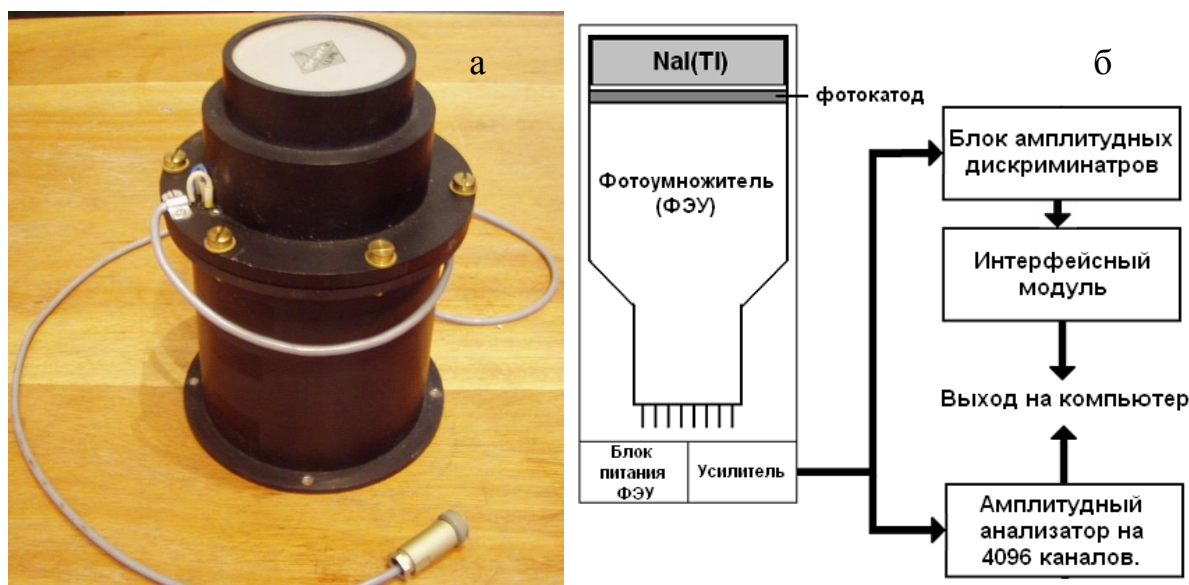


Рис. 1. а) внешний вид сцинтилляционного гамма-спектрометра, предназначенного для регистрации γ -излучения; б) блок-схема установки для регистрации гамма-излучения

Непрерывные наблюдения с помощью гамма спектрометров в г. Апатиты были начаты в летне-осенний период 2008 г. и продолжаются по настоящее время. Данные непрерывно поступают в системы сбора данных нейтронных мониторов на этих станциях с периодичностью 1 раз в минуту.

В г. Апатиты используются два идентичных детектора. Один поставлен на непрерывную регистрацию, второй применяется для различных контрольных экспериментов, о которых будет рассказано ниже. Детекторы установлены на чердаке здания "Пирамида". По бокам и снизу они обложены свинцовыми кирпичами толщиной 5 см, чтобы экранировать от фона здания и земли, и помещены в пенопластовый контейнер с толщиной стенок 8 см для термостабилизации. Непрерывно ведется запись температуры внутри контейнера. Крыша "Пирамиды" состоит из железных листов толщиной 1 мм и досок толщиной 25 мм.

Наблюдения

За время работы спектрометров нами были отмечены спорадические возрастания интенсивности рентгеновского излучения. Также было отмечено, что возрастания счета на спектрометре почти всегда сопровождается интенсивными осадками, и плотной (9-10 баллов), а также низкой (200-800 м) облачностью. Всего таких возрастаний счета с июня 2009 г. по апрель 2010 г. было зарегистрировано около сотни. Интенсивность счета возрастала от 5 до 45%; длительность возрастания варьируется от одного часа до двух суток. Большинство (97%) таких событий сопровождалось осадками различной длительности и интенсивности. Возрастания интенсивности счета спектрометров различны по амплитуде для разных времен года – в зимний период амплитуда возрастаний в среднем меньше, и не было зафиксировано ни одного возрастания выше 20%.

Кроме того, было отмечено влияние типа осадков на возрастания счета. Мелкий сухой снег с ветром (метель) или многочасовой мелкий дождь редко сопровождаются возрастаниями. Чаще всего возрастание просиходит во время ливневых осадков: дождь, мокрый или крупный снег без ветра.

На рис. 2 показаны характерные профили возрастания счета в канале >20 кэВ и осадков (дождя) для станции в Апатитах. Для удобства нулевой уровень осадков на графике сдвинут вниз на 20 единиц, данные осадкомера носят относительный характер, они не прокалиброваны в скорости выпадения осадков (мм/час). Профиль возрастания в канале >100 кэВ в пределах точности измерений повторяет профиль >20 кэВ по форме и амплитуде, поэтому здесь не приводится. Видна хорошая корреляция между усилениями дождя и возрастаниями счета спектрометра. Обычно пик осадков наблюдается за 10-40 мин до соответствующего ему пика возрастания в гамма-излучении. Обращаем особо внимание, что на рис.2а представлено возрастание 08.03.2010, когда в г. Апатиты лежал зимний глубокий снежный покров, а температура во время осадков была не выше -5°C . Это полностью исключает возможные выделения радона из почвы.

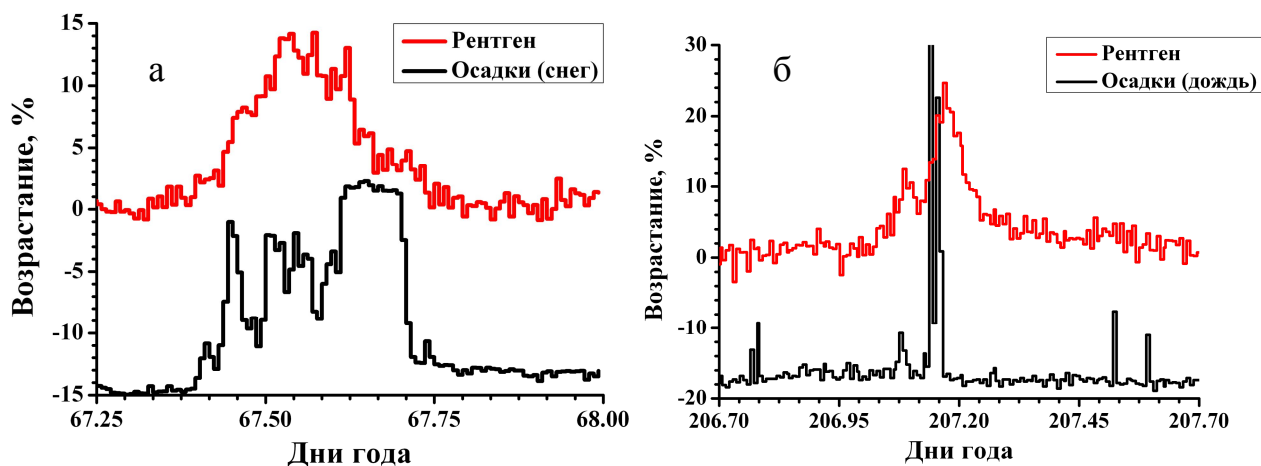


Рис. 2. Типичные профили возрастаний рентгеновского излучения: а) 08.03.2010; б) 16.09.2009

Контрольные эксперименты

Хотя возрастания естественного гамма-фона во время гроз отмечены многими исследователями [1-3], необходимо было убедиться, что наблюдаемое возрастание не связано с выпадением вместе с осадками каких-либо радиоактивных веществ естественного (Be^7 , радон) или антропогенного происхождения. Кроме того, необходимо было оценить энергию дополнительного излучения хотя бы качественно, т.к. >100 кэВ слишком широкий диапазон – это и 200 кэВ, и 200 МэВ. Для этого были проведены несколько экспериментов.

Отсутствие радона

Необходимо убедиться, что во время (и позже) выпадения осадков не происходит дополнительного выделения радона из земли. Для этого на определенное время (порядка месяца) второй детектор обкладывался свинцовыми кирпичами со всех сторон (сверху тоже). Поскольку радон газ, он свободно проникает в щели между кирпичами, и наблюдалось бы возрастание и в детекторе, накрытом свинцом. При усреднении 30 мин точность измерений составляет 1.5%, наблюдаемые возрастания имели длительность 3-5 часов.

В накрытом детекторе во время осадков не наблюдалось никакого возрастания. Отсутствие возрастания в накрытом свинцом детекторе также проясняет вопрос об энергии гамма-квантов, наблюдаемых в возрастаниях. Она не превышает единиц МэВ, иначе некоторая часть энергичных гамма-квантов прошла бы сквозь свинцовую защиту и вызвала заметное возрастание.

Кроме того, наблюдение возрастаний в зимний период, когда снежный покров не менее 1 м и грунт мерзлый, также говорит в пользу того, что радон не является причиной возрастаний.

Отсутствие радиоактивного загрязнения в дождевой воде

Во время сильного дождя, сопровождавшегося возрастанием гамма-фона более 20%, была собрана дождевая вода объемом 2 л. Затем сразу же (не более 10 мин) пластиковая емкость с этой водой помещена над детектором внутри обложенной свинцом полости. Если наблюдаемое возрастание связано с наличием в осадках радионуклидов, детектор внутри свинца, защищенный от внешнего излучения, в этом случае показал бы возрастание.

Накрытый свинцом детектор не отметил никакого возрастания радиации. Что однозначно указывает на отсутствие каких-либо радионуклидов любого происхождения (антропогенного или естественного) в собранной дождевой воде.

Отсутствие заряженной компоненты

Временно в контейнере был размещен детектор заряженной компоненты радиации, также подключенный к системе регистрации. Он представляет собой набор (8 шт) газоразрядных счетчиков Гейгера-Мюллера СТС-6. Известно, что эффективность этих счетчиков к заряженной компоненте излучения на два порядка выше, чем к гамма-квантам. Следовательно, наблюдая радиационный фон с двумя разными детекторами, чувствительными к различным видам излучения, мы можем оценить его состав. Сцинтилляционный детектор чувствителен как к электромагнитной части излучения, так и к заряженной, СТС-6 – только к заряженной. На рис.3а приведен пример совместной регистрации двумя этими детекторами. Возрастание приводится в процентах от среднего уровня.

Заряженная компонента (электроны и мюоны) в излучении, вызывающем возрастания, отсутствует

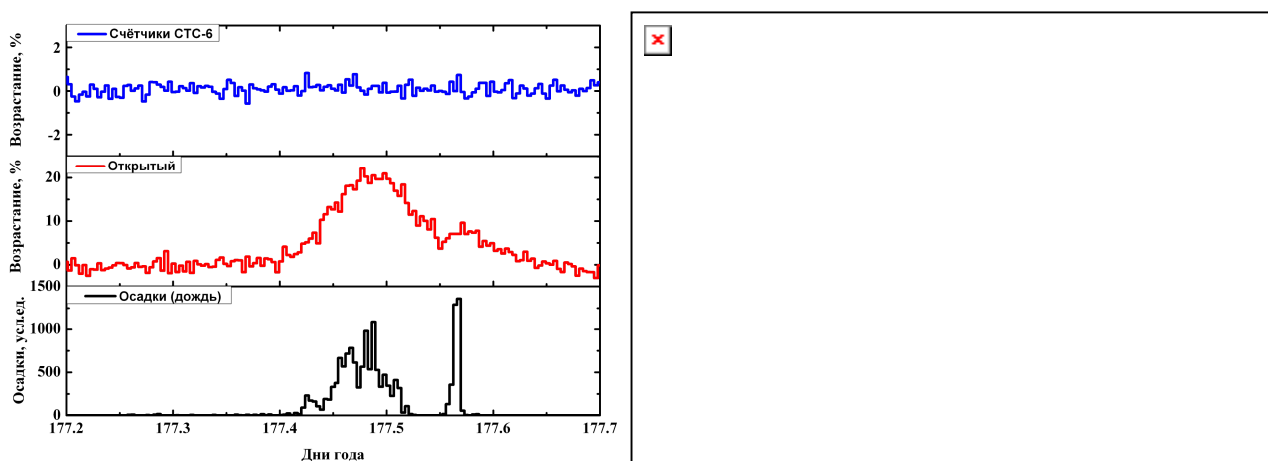


Рис. 3. а) возрастание излучения 26.06.2010; верхний график – данные детектора на основе гейгеровских счетчиков СТС-6, средний – сцинтилляционный детектор, нижний – данные осадкомера, б) спектры рентгеновского излучения: измеренный спектр в событии 08.03.2010 темная жирная линия, цветные линии- модельные спектры, рассчитанные по (8) для разной высоты нижнего края облачности

Проведенные дополнительные эксперименты убедительно доказывают, что возрастание излучения, сопровождающееся выпадением осадков, не связано ни с выделениями радона из почвы, ни с радиоактивными загрязнениями самих осадков. Также в этом излучении, вызывающем повышение радиационного фона, отсутствует заряженная компонента: электроны и мюоны. Излучение представляет собой гамма-кванты с энергиями, возможно, до единиц МэВ.

Интерпретация экспериментальных данных

Мы предполагаем, что возрастания счета гамма-спектрометров вызывается тормозным рентгеновским излучением, производимым электронами, ускоренными в дождевом облаке. Вблизи земной поверхности напряженность электрического поля в спокойную погоду составляет около 100 В/м. В дождевых облаках напряженность поля значительно выше и может измеряться киловольтами и даже десятками кВ/м [5]. Этого достаточно для ускорения электронов до таких энергий, чтобы рожденные ими рентгеновские кванты могли достичь земной поверхности и вызвать заметные возрастания счета гамма-детекторов.

Интенсивность фотонов определяется генерацией энергичными электронами и позитронами в виде тормозного излучения и альтернативным процессом поглощения в среде [4, 6]. При прохождении через вещество, электрон теряет энергию вследствие ионизационных и радиационных потерь. В рассматриваемой нами области низких энергий электронов ($E < 1$ МэВ) определяющий вклад в потери энергии дает процесс ионизации. Радиационные потери становятся существенными при значительно больших энергиях [2].

Энергетический спектр электронов в диапазоне энергий ($E < 1$ МэВ) может быть аппроксимирован экспоненциальным законом [4].

$$\frac{dN(E)}{dE} = N_0 \cdot e^{-E/E_0}, \quad (1)$$

где E_0 – характеристическая энергия, изменяющаяся в пределах 10-100 кэВ.

Число фотонов с энергией $h\nu$ в интервале $d(h\nu)$, рожденное электроном с энергией E при изменении ее на dE на расстоянии dx , равно

$$dN(h\nu, E) = \frac{d\sigma(h\nu, E)}{d(h\nu)} d(h\nu) \cdot N \frac{dx}{dE} dE, \quad (2)$$

где $\frac{d\sigma(h\nu, E)}{d(h\nu)}$ – дифференциальное сечение тормозного излучения; N – плотность атомов вещества.

Полное число фотонов с энергией $h\nu$ в интервале $d(h\nu)$, рожденное электроном с начальной энергией E^0 равно:

$$\frac{dN(h\nu, E^0)}{d(h\nu)} = \int_{h\nu}^{E^0} \frac{d\sigma(h\nu, E)}{d(h\nu)} \cdot \frac{N}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)} dE, \quad (E > h\nu) \quad (3)$$

Для всех энергий электронов $20 \text{ кэВ} < E < 1 \text{ МэВ}$ величина $\left(-\frac{dE}{dx}\right)$ в формуле (3) будет в основном определяться ионизационными потерями. Выражение для них [7]:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ИОН}} = \frac{2ne^4N}{E} \cdot z \cdot \left(\ln \frac{E}{\sqrt{2} \cdot I} + \frac{1}{2}\right), \quad (4)$$

где I – потенциал ионизации; z – средний заряд ядра. Для воздуха $I = 80.5 \text{ эВ}$, $z = 7.22$.

Интегрируя выражение (3) по спектру электронов, имеем:

$$\frac{dN(h\nu)}{d(h\nu)} = \int_{h\nu}^{\infty} \frac{dN(h\nu, E^0)}{d(h\nu)} \cdot \frac{dN_e}{dE^0} dE^0 = \int_{h\nu}^{\infty} \frac{dN_e}{dE^0} dE^0 \cdot \int_{h\nu}^{E^0} \frac{d\sigma(h\nu, E)}{d(h\nu)} \cdot \frac{N}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)} dE \quad (5)$$

Для дифференциального сечения тормозного рентгеновского излучения взято выражение [8]:

$$Q(E, h\nu) = \frac{d\sigma(h\nu, E)}{d(h\nu)} = \frac{8e^2h}{3\pi^2m^2c^3} \cdot \frac{\eta_i\eta_f}{h\nu} \cdot \frac{1 - e^{-2\eta_i}}{1 - e^{-2\eta_f}} \cdot \ln \frac{\eta_f + \eta_i}{\eta_f - \eta_i}, \quad (6)$$

где $\eta_i = az\sqrt{\frac{mc^2}{zE}}$; $\eta_f = az\sqrt{\frac{mc^2}{z(E-h\nu)}}$; $a = \frac{1}{137}$.

Подставляя в (5) выражения (1), (4), (6) и вычислив интеграл, получаем $\frac{dN(h\nu)}{d(h\nu)}$ – спектр фотонов для данного спектра электронов с показателем E_0 .

Выражение (5) уже было проинтегрировано численно ранее [1] и взято в первом приближении к нашим данным. По результатам расчетов было найдено эмпирическое выражение для перехода от спектра фотонов к спектру электронов [4]:

$$\frac{dN(h\nu)}{d(h\nu)} = a^{\log_2 \frac{E_0}{5}} \cdot \rho \cdot \left(\frac{h\nu}{E_0}\right)^{-3/2} \cdot \frac{dN_e}{dE}, \quad (7)$$

где $a = 1.63$, $\rho = 3.48 \cdot 10^{-4}$.

Отметим, что проведенное выше рассмотрение не учитывало эффектов поглощения в воздухе как электронов, так и рожденных ими рентгеновских фотонов. Вследствие сильного поглощения электронов с энергией порядка десятков и сотен кэВ в воздухе следует ожидать, что уровни земли могут достигнуть только частицы, рожденные не выше 300-600 м. Это подтверждается также тем, что почти все зарегистрированные нами возрастания наблюдались при сплошной облачности с нижним краем облаков от 200 до 800 м. Выражение, которое описывает спектр рентгеновского излучения у поверхности земли после учета потерь на поглощение как электронов, так и рентгеновских квантов, которым при таких расстояниях в атмосфере пренебрегать нельзя:

$$N(h\nu) = \int_0^l \left[\exp\left(\frac{\mu(h\nu) \cdot (l-x)}{10}\right) \cdot \int_{h\nu}^{\infty} Q(E, h\nu) \cdot \exp\left(\frac{-E + (k \cdot x)}{E_0}\right) dE \right] dx, \quad (8)$$

где l – высота генерации ускоренных электронов; μ – линейный коэффициент ослабления гамма – излучения; $Q(E, h\nu)$ – дифференциальное сечение тормозного излучения; k – потери электронов в воздухе (220 кэВ/м).

Численное определение двойного интеграла выполнялось при условии, что за "бесконечность" принято 2 МэВ. Высота области генерации электронов задавалась от 100 до 1000 м (шаг 50 м). На рис. 3б показаны результаты модельных расчетов по формуле (8) спектров тормозных фотонов у поверхности земли, рожденных ускоренными электронами в слое атмосферы толщиной L для различных значений этого параметра от 450 до 650 м. Значение характеристической энергии экспоненциального спектра взято из [4] $E_0 = 100$ кэВ. Увеличение E_0 свыше 200 кэВ приводит к тому, что доля гамма-квантов с энергией более 1 МэВ становится существенной, а этого не наблюдается в эксперименте.

Вычисление спектра возрастных определялось следующим образом. Измерялся спектр фона за несколько часов до ожидаемого возрастания, время накопления одного спектра – 30 минут. Затем с таким же временем накопления измерялся спектр во время возрастания. Из усредненного спектра возрастания (возрастания длится 2-4 часа, хороших спектров получается не менее 5) вычитался средний спектра фона. Эта разность и есть собственно спектр возрастания. На рис.3б он дан толстой линией. Видно, что измеренный спектр наилучшим образом согласуется с модельным, полученным для высоты генерации 500 м, хотя и не полностью с ним совпадает. Мы не исключаем того, что предложенная модель учитывает не все эффекты.

Заключение

Непрерывные измерения (мониторинг) рентгеновским спектрометром в приземном слое атмосферы субарктического (г. Апатиты) и арктического (арх. Шпицберген) регионов обнаружил систематическую связь возрастных низкоэнергичного гамма (рентгеновского) фона с атмосферными осадками в виде дождя и снега при низкой и плотной облачности.

В качестве причины возрастных предполагается тормозное рентгеновское излучение, производимое электронами, ускоряющимися в электрических полях внутри дождевых облаков. Расчетные спектры рентгеновского излучения, полученные в модельных предположениях, удовлетворительно согласуются с данными измерений.

Авторы благодарны Н.А. Мельник, ИХТРЭМС за предоставленные радиоактивные источники, необходимые в калибровке спектрометра и полезные обсуждения.

Работа поддержана грантом РФФИ 09-02-00076-а
и Программой Президиума РАН №8 «Физика нейтрино и нейтринная астрофизика».

ЛИТЕРАТУРА

1. de Mendonça R.R.S., Raulin J.-P., Makhmutov V., Stozhkov Y., Kvashnin A., Maksumov O., Mizin S. and Fernandez G. Long-term and transient time evolution of cosmic ray fluxes detected in Argentina in association with rain precipitation and atmospheric electricity time variations // Тр. 30 Всерос. конф. по космическим лучам, СПб., ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 2-7 июля 2008 г. 2008, CD, ГЕО-19 С. 1-5. 2. Хаердинов Н.С. Исследование кратковременных вариаций вторичных космических лучей под действием электрического поля атмосферы во время гроз: автореф. дисс. ... канд. М.: ИЯИ РАН, 2006. 3. Лидванский А.С., Хаердинов Н.С. Динамика космических лучей в электростатическом поле атмосферы и генерация частиц грозными облаками // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71 № 7. С. 1060-1062. 4. Лазутин Л.Л. Рентгеновское излучение авроральных электронов и динамика магнитосферы. Л.: Наука, 1979. 201 с. 5. Чалмерс Дж.А. Атмосферное электричество. Л.: Гидрометеиздат, 1974. 420 с. 6. Кузьмин И.А., Лазутин Л.Л., Агейкин В.А., Щур Л.И. Моделирование аврорального рентгеновского излучения // Морфология и физика полярной ионосферы. Л.: Наука, 1971. С. 181-199. 7. Бете Г., Ашкин Ю. Экспериментальная ядерная физика. Т. 1. М.: ИЛ, 1955. С. 143-300. 8. Гайтлер. Квантовая теория излучения. М.: ИЛ. 1956, 492 с.

Сведения об авторах

Б.Б. Гвоздевский – к.ф.-м.н., научный сотрудник, e-mail: gvozdevsky@pgia.ru
Ю.В. Балабин – к.ф.-м.н., научный сотрудник, e-mail: balabin@pgia.ru
А.В. Германенко – аспирант, стажер-исследователь, e-mail: gremanenko@pgia.ru
Э.В. Вашенюк – д.ф.-м.н., зав. лабораторией, e-mail: vashenyuk@pgia.ru
Л.И. Щур – ведущий инженер, e-mail: schur@pgia.ru

PHYSICS OF HIGH LATITUDE

Yu.V. Balabin, E.V. Vashenyuk, B.B. Gvozdevsky

SOLAR COSMIC RAY DYNAMICS BY GROUND-LEVEL MEASUREMENTS

The new technique of the inverse problem solution - *restoration* of parameters of primary solar cosmic rays (SCR) BY the data of the ground based neutron monitors network has been created. The technique uses methods of optimization and modern magnetosphere models. The errors related to exact calculations of geomagnetic thresholds are eliminated. Using this technique over 30 events have been investigated. Two components differing by the form of spectrum and conditions of interplanetary propagation have been found in most cases. Possible mechanisms of their generation in the Sun are considered.

Keywords: neutron monitor, generation, primary cosmic rays flux spectrum, ground enhancement, relativistic protons, magnetosphere models.

T.A. Yahnina, A.G. Yahnin

RELATIONSHIP BETWEEN SUB-OVAL PROTON AURORAS AND GEOMAGNETIC PULSATIONS IN THE PC1 RANGE (REVIEW)

Recent results of the relationship between different forms of sub-oval proton auroras and geomagnetic pulsations in the Pc1 range (0.2-5 Hz) are reviewed. As known, pulsations of the Pc1 range are indicators of electromagnetic ion-cyclotron (EMIC) waves. It is shown that each type of the proton aurora observed from the IMAGE spacecraft associates with a specific kind of geomagnetic pulsations as observed at ground stations conjugated with the proton aurora. It is concluded that sub-oval proton auroras map into the magnetospheric domains where ion-cyclotron instability develops. The instability leads to both the EMIC wave generation and scattering protons into the loss cone. Variety of proton aurora forms and related geomagnetic pulsations is due to different ion-cyclotron interaction regime depending on configuration and dynamics of the cold and hot plasma regions in the near-Earth magnetosphere under different geophysical conditions.

Keywords: geomagnetic pulsations, proton auroras, ion-cyclotron instability.

V.S. Mingalev, G.I. Mingaleva

MATHEMATICAL MODELS OF THE BEHAVIOR OF IONOSPHERIC D-, E- AND F-LAYERS DEVELOPED IN THE POLAR GEOPHYSICAL INSTITUTE DURING ITS 50-YEARS HISTORY

A review of mathematical models of the Earth's ionosphere, developed in the Polar Geophysical Institute during the period of its existence, is presented. Theoretical papers, including the physical and mathematical formulations of the problems, are reviewed which deal with the study of the physical and chemical processes in D, E, and F regions of the Earth's ionosphere. The one-, two-, three-dimensional, and global mathematical models of the terrestrial ionosphere are reviewed.

Keywords: Polar Geophysical Institute, terrestrial ionosphere, mathematical modeling.

V.V. Pchelkin, M.I. Beloglazov, A.N. Vasiljev, A.I. Voronin

METHODOLOGICAL ASPECTS OF ESTIMATING Q-FACTOR OF THE EARTH-IONOSPHERE CAVITY BASED ON FOURIER ANALYSIS. EVALUATION OF RESONATOR CHARACTERISTICS BY Q-TYPE ELF BURSTS

Methodological aspects of estimating the Earth-ionosphere cavity properties with application of Fourier analysis are considered. It is shown that the problem of both non-unique choice of the function approximating the spectrum of the function and accounting for the background, as well as possible irregularity of the spectrum can lead to a significant difference in the estimates of resonator Q-factor. The technique is proposed of estimation of circuit Q-factor by the study of Q-type ELF bursts. The essence of the technique consists in imposing of the normalized Q-type bursts and determining by the shape of amplitude quasi-exponential decrease of the damping rate and Q-factor. The values of the Q-factor obtained by this technique are compared with those calculated by other techniques, as well as with the estimates known from the literature. The performed testing of the proposed technique for the chosen time interval yielded the value of ~ 3.6 , while the estimated based on the Fourier transform of the data for the same time interval gave the estimates of the Q-factor in the range from 3.3 to 4.3 (the scattering stems from non-uniqueness of the approximation of the spectrum and possibly by its irregular character). It is demonstrated that the Q-type bursts allow estimating the first Schumann resonance frequency, however the accuracy of such estimates is lower than the accuracy of the estimates obtained with Fourier transform application.

Keywords: methodical aspects, resonator Earth-Ionosphere, Fourier analysis, merit factor of the resonator, Q-type bursts, factor of attenuation, first Schumann resonance.

I.A. Kornilov, T.A. Kornilova

GENERATION OF THE VLF EMISSIONS AT THE SUBSTORM GROWTH PHASE

About one hundred breakup events of various types and intensities have been investigated using observations of the Lovozero observatory. Auroral activity by TV data was analyzed along with geomagnetic pulsations in different frequency ranges, and VLF emissions. It was found that the magnetic pulsations in all frequency ranges lag behind the auroral breakup by 0.5 – 2 minutes, while the bursts of VLF emissions of the type of weak broadband hiss precede the breakup by 3 – 10 minutes, corresponding to weak auroral forms north of the pre-breakup arc.

Keywords: substorm, auroral breakup, geomagnetic pulsations, VLF-emissions.

Yu.V. Balabin, E.A. Mauricev, E.V. Vashenyuk, B.B. Gvozdevsky

DETAILED STUDY OF THE MULTIPLICITY PHENOMENON ON NEUTRON MONITORS

On the basis of large data set obtained with the help of a new unique data collecting system, the detailed analysis of events of neutron multiplicity $M = 2 - 30$ on neutron monitors (NM) in Barentsburg (Spitsbergen), Baksan (North Caucasus) and Apatity was carried out. It was possible for the first time to register on a NMs local showers in cosmic rays with high accuracy in order to investigate their structure. The mathematical model of the course of multiplicity processes in a NM is developed. Modeling the multiplicity phenomenon on a NM using the Monte-Karlo package GEANT-4 is executed. For the first time based on the data of neutron monitors local hadronic cascades in the atmosphere with the cross size from 1 up to 20m are found out.

Keywords: neutron monitor, cosmic rays, local air showers, hadrons, spectra of multiplicity.

Yu.V. Balabin, E.V. Vashenyuk, B.B. Gvozdevsky

EAS AND MULTIPLICITY ON THE NEUTRON MONITOR

In the Baksan Neutrino Observatory conjugation of two detectors of cosmic radiation was performed: the installation of EAS "Carpet" and the neutron monitor (NM). Due to flexibility of the new high-speed collection system master impulses, coming from the "Carpet" and signaling the arrival of a EAS, is connected to the NM data as accurate as 1 microsecond. As a result of data processing for more than 220 days, it is found that the duration of the EAS in NM is 1 ms. The distribution of time intervals between pulses in the first milliseconds after a EAS differs significantly from the average for a NM, showing the presence of two processes with characteristic times of 45 and 230 microseconds.

Keywords: neutron monitor, cosmic rays, extended atmospheric showers, multiplicity, hadrons, distribution of intervals.

O.M. Lebed, S.V. Pilgaev, Yu.V. Fedorenko

THE METHODS FOR HARMONIC SIGNAL PHASE MEASUREMENTS IN A NETWORK OF GEOPHYSICAL STATIONS

The paper discusses the methods of processing of harmonic signal data obtained by data acquisition system designed and developed at the PGI that allow to determine signal phases and amplitudes at geophysical stations and to estimate their confidence intervals. The proposed algorithms are exemplified by processing the data obtained in PGI observatories of Lovozero and Barentsburg and at four closely spaced sites in the vicinity of Apatity, Murmansk region.

Keywords: harmonic signal, phase measurement.

M.E. Shkarbaluk, S.V. Pilgaev, A.V. Larchenko, O.M. Lebed, Yu.V. Fedorenko

EMULATOR OF GLONASS / GPS RECEIVER FOR USE AS A SOURCE OF PRECISE TIME

This paper describes the emulator of GLONASS / GPS receiver designed at PGI KSC RAS for geophysical research. With thermostatically-controlled crystal oscillator used as a master clock the deviation of the time supported by the emulator from the true universal time (UTC) measured at the rising edge of PPS pulse is about 15 microseconds during 20 hours. With Rubidium Frequency Standard the deviation of time supported by the emulator from UTC is less than 4 ms per 20 hours. To determine the subsequent exclusion of the linear trend of deviation from UTC the emulator is able to be synchronized at the beginning and the end of the session. The device is capable of working with different types of master oscillators and GPS/GLONASS receivers emulating GPRMC sentence and PPS pulse. The device is relatively simple, highly reliable and easy to maintain and setup.

Keywords: emulator GLONASS/GPS receiver, geophysical research, generating timestamps.

V.C. Roldugin

ON DIURNAL VARIATION OF COSMIC RAY INTENSITY

The morphology of diurnal variations of cosmic ray intensity is studied by data of 17 stations for 1985 and 1986. These variations are most intensive at geomagnetic latitudes between 40° - 60° and are controlled by magnetic local time. Their maximum occurs at 1300 – 1500 MLT. The amplitude is highly changeable and reaches to 0.8%, duration of its strong variations is equal to 1-3 weeks. According to the Apatitan neutron monitor data for 1985-2000, these periods are characterized reliably by Kp, Ap, Ae and WN indices increase, but the correlation coefficients are not too large, they are about of 0.20 – 0.22. The most likely reason of these variation is magnetosphere asymmetry.

Keywords: cosmic rays, diurnal variation, anisotropy, magnetosphere

A.A. Mochalov, A.B. Pashin

GENERATION FEATURES OF THE ARTIFICIAL MAGNETIC PULSATIONS IN PC1 RANGE AT SPITSBERGEN

A series of heating experiments have been carried out on 2006 at SPEAR heating facility at Spitsbergen. The experiments on modulated ionosphere heating were mainly aimed at injection of the artificial MHD waves into upper ionosphere. Ground based observations of the artificial magnetic pulsations near the heating site provided by the Polar Geophysical Institute at Barentsburg show some interesting features. Moreover, observations of the ionosphere response to the ionosphere heating are not clear in the frame of the conventional model of their generation. Frequently for two events with very similar ionospheric condition artificial emissions may be observed or not observed. This peculiarity was named as a sporadic nature of the artificial pulsations. Series of the heating experiments on the pulsation excitation at Spitsbergen give more features to the sporadic nature. Probability of their excitation is rather small (10%) and independent from local magnetic activity, although the artificial amplitude should depend strictly on the ionospheric electric field magnitude. The event study of the convection velocity and electron density also shows its insignificant correlation with the emission intensity. Moreover magnitude of artificial pulsations is independent from variations of ionospheric currents. New ideas are needed to fit the experimental findings with the numerical model.

Keywords: artificial magnetic pulsations, ionosphere heating, ionosphere.

M.I. Beloglazov, V.V. Pchelkin, A.N. Vasiljev, A.I. Voronin

Q-TYPE ELF BURSTS AS A PHENOMENON REFLECTING PROPERTIES OF THE GLOBAL RESONATOR: PHYSICAL ASPECTS OF AUTOMATED IDENTIFICATION

The problems of distinguishing Q-type ELF bursts in measurements of horizontal magnetic component of the natural electromagnetic noise in the Schuman resonance frequency range are studied. The distinguished signals allow estimating characteristics of the Earth-ionosphere cavity. Based on the developed algorithm of waveform recognition, automatic search for Q-type bursts in the experimental dataserie obtained at the high-latitude observatory of Lovozero has been carried out. The resonance character of the Q-type bursts is demonstrated. The possibility of Q-type bursts identification under magnetically disturbed conditions is pointed out.

Keywords: Q-type bursts, noise magnetic field, 1-st Schumann resonance, global resonator, wave forms recognition, automatic selection, magnetosphere disturbances.

V.B. Belakhovsky, V.V. Safargaleev, O.I. Yagodkina

RESPONSE OF MORNING AURORAS AND COSMIC NOISE ABSORPTION TO NEGATIVE SOLAR WIND PRESSURE PULSE.

A case study of response of particle precipitation to negative impulse of solar wind dynamic pressure is presented. The study was performed using the data of PGI all-sky camera at Barentsburg observatory (arch. Spitsbergen) and imaging riometer IRIS located in Northern Finland. Two stages of the response were found. At first, the reduction of cosmic noise absorption (CNA) in the center of the auroral zone and the decay of the auroras near the pole boundary of the auroral oval were observed. The second stage was started in 10 minutes and characterized by the appearance of new bright forms near the pole boundary of the auroral oval. No significant changes in the CNA were observed at this time. We connect such reaction of the auroras and CNA during the first stage with propagation of the front of MHD disturbance through the source of precipitating particles in the magnetosphere. We explain the changes in the aurora dynamics at the second stage by the large-scale reconfiguration of the magnetosphere which was manifested in the ionosphere as a change of position of dawn vortex of ionosphere convection in the region of the optical observations.

Keywords: solar wind, magnetosphere, ionosphere, aurora, cosmic noise absorption.