61:85-1/1998-2

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ЯКУТСКИЙ ФИЛИАЛ
ИНСТИТУТ КОСМОФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ И АЭРОНОМИИ

На правах рукописи

БЕЗРОДНЫХ Иннокентий Петрович

УДК 523.62-337 + 55I.52I.6: 523.3I - 854

ВЛИЯНИЕ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА НА ДИНАМИКУ ЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

01.04.12 - геофизика

Диссертация
на соискание учёной степени
кандидата физико-математических
наук

Научные руководители:
доктор физико-математических наук,
профессор ШАФЕР Ю.Г.

кандидат физико-математических наук
МОРОЗОВА Е.И.

Якутск - 1984

О Г Л А В Л Е Н И Е

	Стр.
I. ВВЕДЕНИЕ	5
2. МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО МАТЕРИАЛА .	I5
2.I. Краткое описание измерительной аппаратуры ..	I5
2.2. Описание используемых методов спектрального оценивания	I7
2.2.I. Подготовительные операции	I7
2.2.2. Динамический анализ	2I
2.2.3. Вычисление плотностей спектра мощности флуктуаций	22
2.2.4. Метод максимальной энтропии	25
2.2.5. Тестирование алгоритмов и программ спектрального анализа на математических моделях.	26
2.3. Методика регистрации электронов по их тормозному рентгеновскому излучению	32
2.3.I. Связь тормозного рентгеновского излучения с первичными потоками электронов	32
2.3.2. Оценка энергетического порога чувствительности датчика прибора ЗК-72	35
2.4. Выводы	4I
3. ДИНАМИКА ФЛУКТУАЦИЙ МЕЖПЛАНЕТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ	44
3.I. Современное состояние вопроса	44
3.2. Характеристика состояния межпланетной среды в период ноябрь I98I г. - февраль I982 г.	48
3.3. Спектрально-временные характеристики магнитного поля в межпланетных ударных волнах	50

Стр.

3.4. Спектрально-временные характеристики магнитного поля вблизи границ силовых трубок ММП 69

3.5. Среднестатистические характеристики спектров мощности флуктуаций межпланетного магнитного поля 72

3.6. Обсуждение результатов 74

3.7. Выводы 77

4. ДИНАМИКА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ВНЕШНЕГО РАДИАЦИОННОГО ПОЯСА 79

4.I. Современное состояние вопроса 79

4.I.I. Квазипериодические движения частиц в геомагнитном поле 8I

4.I.2. Взаимодействие частиц радиационных поясов с электромагнитными волнами 84

4.I.3. Инжекция частиц в радиационные пояса Земли 95

4.2. Динамика интенсивности потока энергичных электронов по данным измерений на орбите геостационного спутника I07

4.2.I. Общие характеристики экспериментального материала I08

4.2.2. Непериодические возрастания интенсивности потока электронов III

4.2.3. Возрастания интенсивности потока электронов с периодами около 27 и 30 суток II6

4.2.4. Вариации интенсивности потока электронов с периодами 6 и I3 месяцев II9

4.2.5. Вариации интенсивности потока электронов на геостационарной орбите с периодом 24 часа .. I23

Стр.

4.2.6. Вариации интенсивности потока электронов с периодом около 2 + 3 часов I27

4.3. Обсуждение результатов I33

4.4. Выводы I36

5. ВЛИЯНИЕ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА НА ДИНАМИКУ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ВНЕШНЕГО РАДИАЦИОННОГО ПОЯСА I38

5.I. Современное состояние вопроса I39

5.2. D_{st} - вариации и динамика потока релятивистских электронов на $L \sim 6.6$ I4I

5.3. Связь интенсивности потока электронов в геомагнитосфере с потоком электронов в межпланетной среде I43

5.4. Влияние скорости плазмы солнечного ветра на динамику энергичных электронов во внешнем радиационном поясе I46

5.4.I. Зависимость интенсивности потока релятивистских электронов на $L \sim 6.6$ от величины скорости солнечного ветра I46

5.4.2. Результаты одновременных наблюдений интенсивности потока электронов на магнитопаузе и на орбите геостационного спутника I57

5.4.3. Эмпирическая зависимость амплитуды всплесков релятивистских электронов от величины скорости солнечного ветра I65

5.5. Обсуждение результатов I69

5.6. Выводы I72

ЗАКЛЮЧЕНИЕ I74

ЛИТЕРАТУРА I77

I. ВВЕДЕНИЕ

В связи с освоением околоземного космического пространства с помощью искусственных спутников Земли (ИСЗ) появилась не только возможность, но и необходимость в исследовании характеристик потоков заряженных частиц, захваченных в геомагнитном поле, которая диктовалась требованиями обеспечения радиационной безопасности пилотируемых космических полетов, а также обеспечения надежности функционирования электронного оборудования и отдельных узлов ИСЗ. Благодаря многочисленным экспериментальным и теоретическим исследованиям был выявлен ряд важных закономерностей в распределении частиц радиационных поясов Земли (РПЗ) и в динамике их потоков в различные периоды геомагнитной активности [I-I4]. Однако, не все наблюдаемые явления удалось увязать в единую цепь причинно-следственных связей. Например, до настоящего времени не известны основные причины, обуславливающие возрастания (всплески) интенсивности потоков релятивистских электронов во внешнем РПЗ на ~I-2 порядка, спустя 2-4 суток после начала магнитной бури, что существенно затрудняет прогнозирование радиационной обстановки во внешней геомагнитосфере.

В настоящее время разработано несколько качественных моделей, призванных объяснить динамику энергичных электронов во внешнем радиационном поясе. К ним можно отнести модель геосинхронного (резонансного) ускорения частиц при взаимодействии геомагнитосферы с сильно флуктуирующим межпланетным магнитным полем (ММП) [I5]. Вследствие такого ускорения в магнитосфере должны наблюдаться монохроматические пучки электронов, тогда как обычно наблюдаются спектры степенного и экспоненциального вида [7,I6]. Действительно, "магнитосфера восприимчи-

ва к флуктуациям ММП" [17], но только резонансным ускорением невозможно объяснить наблюдаемую динамику частиц захваченной радиации.

Были сделаны предположения, что динамика потока релятивистских электронов во внешнем РПЗ контролируется изменением знака ММП. Поскольку геомагнитная активность в существенной степени зависит от изменения знака ММП [18], то можно было ожидать, что и потоки релятивистских электронов будут претерпевать существенные изменения при изменении направления ММП. Это предположение до настоящего времени не получило достаточно убедительного экспериментального подтверждения.

Попытка объяснить задержку на 2–4 суток относительно начала геомагнитной бури максимума возрастания интенсивности потока релятивистских электронов тем, что инжекция энергичных частиц в РПЗ происходит на фоне магнитного поля, ослабленного кольцевым током, оказалась также безуспешной. Действительно, изменение геомагнитного поля во внешнем РПЗ ($L \sim 6{,}6$) при распаде кольцевого тока составляет проценты, тогда как наблюдаемые увеличения энергии электронов составляют сотни процентов.

Авторы работы [16], сопоставляя данные потоков релятивистских электронов в межпланетной среде и геомагнитосфере, обнаружили, что плотность электронов в магнитосфере зависит от плотности электронов в межпланетной среде. Несмотря на то, что эта зависимость является слабой и недостаточно устойчивой, качественно она согласуется с диффузионными механизмами заполнения радиационных поясов Земли.

Модели, использующие диффузионный механизм заполнения радиационных поясов Земли, встречаются с рядом трудностей.

В частности, для согласования результатов, полученных по этим моделям, с экспериментальными данными требуется дополнительное предположение, что на границе геомагнитосферы находится источник электронов с энергиями порядка сотен кэВ.

Трудности, связанные с обоснованием источника энергичных электронов на границе магнитосферы, явились в свое время, причиной потери интереса к диффузионным моделям. Новая волна интереса к этим моделям появилась в последнее время, благодаря, как новым экспериментальным результатам исследований динамики релятивистских электронов во внешнем РПЗ, так и новым теоретическим представлениям.

В связи с появлением механизма фрикционного ускорения частиц в слое сдвигового течения плазмы [I9,20], стало ясно, что на магнитопаузе может происходить ускорение электронов [I64, I74, I75]. Диффузия этих электронов в глубь геомагнитосферы и их доускорение бетатронным механизмом могли бы объяснить наблюдаемую динамику релятивистских электронов во внешнем РПЗ при условии, что эффективность ускорения на магнитопаузе достаточно высока.

Поскольку эффективность механизма фрикционного ускорения электронов в слое сдвигового течения плазмы вблизи магнитопаузы существенно зависит от величины скорости солнечного ветра, то следует ожидать, что интенсивность потока релятивистских электронов во внешнем РПЗ (например, на $L \sim 6{,}6$) будет также зависеть от величины скорости солнечного ветра. В связи с этим поиски корреляционных связей между параметрами солнечного ветра и интенсивностью электронов во внешнем радиационном поясе являются перспективными.

Исследование динамики энергичных электронов во внешнем

РПЗ и установление формы корреляционной связи между потоками электронов в геомагнитосфере и параметрами межпланетной среды имеют принципиальное значение для понимания процессов, управляющих динамикой энергичных электронов в РПЗ, и для прогнозирования радиационной обстановки в околоземном космическом пространстве. В этом аспекте данное исследование является несомненно актуальным.

Целью диссертационной работы является изучение влияния возмущений солнечного ветра на динамику релятивистских электронов внешнего радиационного пояса. В рамках этой проблемы в диссертации проводятся:

I. Исследование динамики низкочастотной ($\sim 10^{-3} - 10^{-2}$ Гц, т.е. в диапазоне дрейфовых частот релятивистских электронов внешнего радиационного пояса) магнитной турбулетности в крупномасштабных возмущениях солнечного ветра.

2. Исследование динамики потока релятивистских электронов внешнего радиационного пояса.

3. Исследование влияния крупномасштабных возмущений солнечного ветра на динамику релятивистских электронов внешнего радиационного пояса.

Основной экспериментальный материал по потокам энергичных электронов получен с помощью советских геостационарных спутников (ГС) "Радуга" и искусственных спутников Земли (ИСЗ) "Прогноз-6", "Прогноз-7" за период 1977-1979 гг. Измерение напряженности ММП и потоков заряженных частиц в межпланетном пространстве, были проведены на автоматических межпланетных станций (АМС) "Венера-13" и "Венера-14".

Личный вклад автора. Автор принимал непосредственное участие в постановке задачи, обработке, анализе и интерпретации

экспериментальных данных, полученных с помощью ИСЗ "Прогноз-6", "Прогноз-7", ГС "Радуга" и АМС "Венера-13", "Венера-14".

При обработке информации с этих космических аппаратов использовалась методика, разработанная автором, в частности: алгоритмы и программы для ЭВМ поиска и устранения сбоев в экспериментальных данных, алгоритмы и программы расчета цифровых фильтров с произвольными частотными характеристиками, программы для спектрального оценивания, алгоритмы и программы для оценки интенсивности потока первичных электронов по интенсивности потока их тормозного излучения.

Автором рассчитаны геометрические факторы датчиков аппаратуры, установленной на ГС "Радуга", и рассчитана эффективная энергия электронов, регистрируемых этой аппаратурой.

Основные результаты исследований опубликованы в работах [46], [47], [48], [139], [140], [149], [150], [164], [171], [172], [174].

На защиту автором выносятся:

1. Результаты экспериментальных исследований плотности спектра мощности низкочастотной ($\sim 10^{-3} \div 10^{-2}$ Гц) магнитной турбулентности:

а) в отдельных структурных элементах межпланетной ударной волны (в ударном слое, в потоке вспышечной плазмы);

б) вблизи стационарных МГД разрывов, разделяющих отдельные силовые трубки межпланетного магнитного поля.

2. Результаты сопоставления оценок плотности спектра мощности магнитной турбулентности, полученных для различных областей межпланетного пространства (в спокойном солнечном ветре, вблизи стационарных МГД разрывов, в ударном слое, в потоке вспышечной плазмы).

3. Результаты экспериментальных исследований динамики интенсивности потока релятивистских электронов на орбите геостационарных спутников.

4. Результаты экспериментальных исследований влияния высокоскоростных потоков плазмы солнечного ветра на динамику релятивистских электронов внешнего радиационного пояса.

5. Результаты экспериментальных исследований влияния возмущенности геомагнитного поля на параметры потока релятивистских электронов на орбите геостационарных спутников.

Научная новизна работы состоит в следующем:

а). Впервые сделаны оценки абсолютных значений плотности спектра мощности низкочастотной ($\sim 10^{-3}$ - 10^{-2} Гц) турбулентности в крупномасштабных возмущениях солнечного ветра, в результате обнаружено резкое (1÷2 порядка) усиление низкочастотной МГД турбулентности в ударных слоях межпланетных ударных волн и высокая регулярность магнитного поля во вспышечных потоках солнечной плазмы.

б). Впервые показано, что во внешнем радиационном поясе наблюдаются вариации интенсивности релятивистских электронов с периодами: ~ 2 - 3 часа, ~ 7 суток, $\sim$ 15 суток, $\sim$ 30 суток и 6 месяцев.

в). Впервые исследовано влияние высокоскоростных потоков плазмы солнечного ветра на динамику релятивистских электронов внешнего радиационного пояса, в результате обнаружена связь между возрастаниями интенсивности потока электронов и возрастаниями скорости плазмы солнечного ветра, найдена форма эмпирической зависимости интенсивности потока релятивистских электронов на $L \sim 6{,}6$ от величины среднесуточных значений скорости солнечного ветра.

Диссертация состоит из пяти глав. Первая глава - введение. Во введении дана постановка задачи и сформулирована цель исследования. Перечислены основные результаты исследования, которые выносятся автором на защиту. Дано краткое описание отдельных глав диссертации.

Вторая глава содержит описание измерительной аппаратуры, описание методики анализа и обработки экспериментальных данных.

Приводится описание алгоритма оценки абсолютных значений плотности спектра мощности флуктуаций, алгоритма динамического анализа и метода максимальной энтропии. Приводится алгоритм расчета эффективной энергии электронов, регистрируемых аппаратурой установленной на ИС "Радуга".

В третьей главе дано краткое описание современного состояния вопроса по исследованию МГД турбулентности в солнечном ветре.

По данным измерений компонент ММП на АМС "Венера-13","Венера-14" проводится исследование низкочастотной турбулентности в крупномасштабных возмущениях солнечного ветра. Выявлены общие характеристики динамики спектра мощности ММП по результатам анализа десяти межпланетных ударных волн. Общим для всех событий является резкое усиление низкочастотной МГД турбулентности за фронтом ударной волны, в области сжатого солнечного ветра (в ударном слое). Начало усиления турбулентности совпадает со скачком магнитного поля на фронте. Показано, что в ударном слое плотность спектра мощности флуктуаций ММП в диапазоне частот $\sim 10^{-3} \div 10^{-2}$ Гц превосходит плотность спектра мощность флуктуаций перед фронтом на $1 \div 2$ порядка и на частоте 10^{-3} Гц может достигать величины $\sim 10^{4}\ \gamma^2/$Гц. При

переходе от ударного слоя к потоку вспышечной плазмы обнаружено резкое ослабление мощности флуктуаций ММП. Показано, что в потоке вспышечной плазмы магнитное поле более регулярно, чем в спокойном солнечном ветре.

Сделаны оценки абсолютных значений плотности спектра мощности флуктуаций ММП в различных областях межпланетного пространства и проведено их сопоставление. Показано, что в диапазоне частот $\sim 10^{-3} - 10^{-2}$ гц плотность спектра мощности флуктуаций P поперечной компоненты ММП может быть представлена функцией $P\ (\gamma^2/\text{Гц}) = C \cdot f^{-n}$ от частоты f где параметры C и n принимают значения:

а) в ударном слое, $c = 9.10^{-3}$, $n = 2$;

б) в области стационарных МГД разрывов, разделяющих отдельные силовые трубки ММП, $c = 4.10^{-3}$, $n = 1{,}8$;

в) в спокойном солнечном ветре $c = 5{,}6.10^{-3}$, $n = 1{,}65$;

г) в потоке вспышечной плазмы $c = 1{,}5.10^{-2}$, $n = 1{,}4$.

Обсуждается характер влияния низкочастотных вариаций ММП на радиальную диффузию релятивистских электронов внешнего радиационного пояса.

В четвертой главе дано описание современного состояния вопроса по исследованию динамики энергичных электронов внешнего радиационного пояса. По данным измерений, проведенных в период 1977-1979 гг. на геостационарных спутниках "Радуга", расположенных в плоскости экватора на $L \sim 6{,}6$ (L - параметр Мак-Илвейна), изучается динамика релятивистских электронов с $E = 1\text{-}1{,}5$ МэВ.

Временной ряд данных интенсивности электронов почти за трехлетний период анализируется с целью выделения периодических и непериодических составляющих их потока.

Показано, что спорадические возрастания интенсивности электронов во внешнем РПЗ связаны с воздействием на геомагнитосферу межпланетных ударных волн, за фронтами которых наблюдаются высокие ($V \geq 500$ км/с) значения скорости солнечного ветра. Показано, что рекуррентные возрастания интенсивности релятивистских электронов во внешнем РПЗ связаны с воздействием на геомагнитосферу рекуррентных высокоскоростных потоков плазмы солнечного ветра.

Методами спектрального анализа исследуются периодические составляющие потока релятивистских электронов. Показано, что на орбите геостационарных спутников наблюдаются вариации интенсивности электронов с периодами $\sim 2 \div 3$ часа, 24 часа, ~ 7 суток, $\sim$ I5 суток, $\sim$ 27 суток, $\sim$ 30 суток, 6 и I3 месяцев. Вариации с периодами $\sim 2 \div 3$ часа, ~ 7 суток, $\sim$ I5 суток, $\sim$ 30 суток, 6 месяцев выявлены впервые. Обсуждаются возможные источники этих вариаций.

В пятой главе ведутся поиски источников релятивистских электронов внешнего радиационного пояса Земли. С этой целью сопоставляются данные интенсивности электронов внешнего радиационного пояса с данными интенсивности релятивистских электронов в межпланетной среде, на магнитопаузе, а также с данными геомагнитной активности (D_{st} - индексом и K_p - индексом). Проводятся сопоставления динамики электронов на $L \sim 6{,}6$ (ГС "Радуга") и на магнитопаузе (ИСЗ "Прогноз-6", "Прогноз-7") с динамикой скорости солнечного ветра.

Показано, что всем всплескам интенсивности потока энергичных электронов на магнитопаузе и во внешнем радиационном поясе предшествует увеличение скорости солнечного ветра.

Установлено, что максимум скорости солнечного ветра

опережает максимум возрастания интенсивности релятивистских электронов на $L \sim 6{,}6$ в среднем на $\sim 2{,}5$ суток.

Найдена эмпирическая зависимость потока релятивистских электронов с E_e = I-I,5 МэВ на $L \sim 6{,}6$ от среднесуточных значений скорости солнечного ветра.

$$J(t+\tau)\frac{\text{электр.}}{\text{см}^2\cdot\text{с}} = 23\cdot10^2\cdot V(t) - 79\cdot10^4$$

при τ = 2,5 суток и среднесуточных значений скорости солнечного ветра $V(t) > 350$ км/с.

Обнаружено, что время запаздывания максимума интенсивности потока релятивистских электронов (E_e = I-I,5 МэВ) во внешнем радиационном поясе относительно максимума скорости солнечного ветра уменьшается с увеличением K_p - индекса геомагнитной активности. Показано, что время запаздывания (на $L \sim 6{,}6$) по порядку величины равно времени диффузии энергичных электронов с границы магнитосферы.

Показано, что модель фрикционного ускорения электронов в слое сдвигового течения плазмы вблизи магнитопаузы с последующим бетатронным доускорением электронов при их диффузии внутрь радиационного пояса качественно объясняет наблюдаемую зависимость интенсивности потока электронов во внешнем радиационном поясе от величины скорости солнечного ветра.

В заключении перечислены основные результаты, полученные в диссертации.

2. МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО МАТЕРИАЛА

Методика обработки включает:

I. Преобразование временных рядов экспериментальных данных интенсивности космических лучей и напряженности межпланетного магнитного поля из временной области в частотную, что позволяет определить распределение энергии по спектру и выявить связь эволюции спектров с наличием крупномасштабных возмущений в солнечном ветре.

2. Преобразование временных рядов экспериментальных данных тормозного рентгеновского излучения, от электронов внешнего радиационного пояса Земли, к виду, удобному для выявления особенностей в поведении потоков электронов во внешнем радиационном поясе, зависящех от характера возмущения солнечного ветра.

2.I. Краткое описание измерительной аппаратуры

В работе использовались данные измерительной аппаратуры, установленной на геостационарных спутниках (ГС) "Радуга", искусственных спутниках Земли (ИСЗ) "Прогноз-6", "Прогноз-7", автоматических межпланетных станциях (АМС) "Венера-I3", "Венера-I4".

I. ГС "Радуга"

Первый ГС "Радуга" с периодом обращения 24 часа выведен на круговую орбиту в плоскости географического экватора на расстоянии $R = 6{,}6\,R_E$ (радиусов Земли) в сентябре I976 г. На спутнике установлена аппаратура ЗК-72 [2I]. Датчик прибора ЗК-72 состоял из I6 газоразрядных счетчиков СБМ-I0, размещен-

ных по окружности, в центре которой находился семнадцатый счетчик. Этот центральный счетчик образовывал с каждым из внешних счетчиков телескоп двойных, а с каждыми двумя диаметрально противоположными счетчиками телескоп тройных совпадений. Пространство между центральным счетчиком и шестнадцатью одиночными внешними (ОВ) счетчиками заполнено свинцом. Снаружи ОВ счетчики экранированы свинцом $\sim 3{,}4$ г/см^2 и алюминием $\sim 0{,}3$ г/см^2. Суммарный геометрический фактор ОВ счетчиков для протонов космических лучей составлял величину $\sim$ I3 см^{2}ср.

Интенсивность электронов определялась по интенсивности тормозного рентгеновского излучения, генерируемого ими в веществе внешнего экрана счетчиков. Рентгеновское излучение регистрировалось ОВ счетчиками на фоне проникающего излучения заряженных частиц (протоны $E_p \geqslant 45$ МэВ; электроны $E_e \geqslant 6$ МэВ). Телескопы из газоразрядных счетчиков двойных совпадений ($E_p \geqslant$ 85 МэВ) и тройных совпадений ($E_p \geqslant$ I30 МэВ) служили для оценки уровня радиации солнечных и галактических космических лучей.

В составе датчиков прибора дополнительно находился одиночный газоразрядный счетчик без свинцового экрана. Счетчик имел геометрический фактор $\sim 0{,}5$ см^{2}ср и служил для регистрации электронов с энергией $E_e \geqslant 2$ МэВ на фоне протонов с $E_p \geqslant$ 20 МэВ.

Аппаратура ЗК-72 позволяла регистрировать вариации интенсивности потока электронов с $E_e \geqslant 200$ кэВ (основную долю регистрируемых частиц при этом составляли электроны с $E_e = I +$ I,5 МэВ) с ошибкой, не превышающей I0%. Временное разрешение составляло величину $\sim$ 30 минут.

2. ИСЗ "Прогноз-6,7"

Регистрация электронов в диапазонах энергии 0,3 + I,3, I,3 + 3 МэВ на ИСЗ "Прогноз-6" и "Прогноз-7" проводилась однотипной аппаратурой. Регистрирующими устройствами являлись телескопы на основе полупроводниковых детекторов.

Космические аппараты "Прогноз-6" (запуск в сентябре I977) и "Прогноз-7" (запуск в сентябре I978) были выведены на высокоэллиптическую орбиту с апогеем 200000 км и периодом обращения ~ 4 сут.

3. АМС "Венера-I3,I4"

Измерение компонент межпланетного магнитного поля в солнечном ветре проводилось на АМС "Венера-I3" и "Венера-I4". Ошибки измерения флуктуаций напряженности магнитного поля не превышали величину $\sim 0,0I\,\gamma$.

2.2. Описание используемых методов спектрального оценивания

2.2.I. Подготовительные операции

К подготовительным операциям относятся удаление тренда и фильтрация. Одним из методов удаления тренда является представление временного ряда аналитической моделью, например, тригонометрическим полиномом.

$$f_1(t) = a_0 + \sum_{n=1}^{K} \left(a_n \cos \frac{2\pi n t}{T} + b_n \sin \frac{2\pi n t}{T} \right),$$

где число T выбирается порядка или больше длины временного ряда. После определения a_n и b_n тренд снимается по формуле

$$\overline{f(t)} = f(t) - a_0 - \sum_{n=1}^{K} \left(a_n \cos \frac{2\pi n t}{T} + b_n \sin \frac{2\pi n t}{T} \right)$$

При этом из временного ряда удаляются периоды более длинные, чем T/K. Представление тренда тригонометрическим полиномом нежелательно, если временной ряд содержит длинные пропуски по времени, поскольку в этом случае задача оценки параметров a_n и b_n является некорректной.

Эффективным способом удаления тренда является высокочастотная фильтрация. В работе использовались нерекурсивные, инвариантные во времени цифровые фильтры

$$y_n = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k x_{n-k}$$

у которых коэффициенты c_k не зависят от времени.

Частотная характеристика фильтра определяется через его коэффициенты

$$H(\omega) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k e^{-j\omega k}$$

и, наоборот,

$$c_k = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} H(\omega) \cdot e^{j\omega k} d\omega$$

При разработке цифровых фильтров использовалась методика, описанная в работах [22], [23]. В качестве примера в таблице I приведены коэффициенты одного из фильтров, рассчитанных автором. Частотная характеристика фильтра показана на рис.I. Пульсация частотной характеристики в полосах подавления от 0.0 до 0.00I и от 0,489 до 0.5 не превышает - 56.9 децибел, в полосе пропускания от 0.05 до 0.45 не превышает - 36.9 децибел. Диапазоны частот указаны в относительных едини-

Таблица I

Коэффициенты широкополосного цифрового фильтра

$C_I = C_{32} = -0.I4630578\ E - OI$

$C_2 = C_{3I} = -0.I6067I03\ E - 02$

$C_3 = C_{30} = -0.20406500\ E - OI$

$C_4 = C_{29} = -0.30438900\ E - 02$

$C_5 = C_{28} = -0.32704I45\ E - OI$

$C_6 = C_{27} = -0.39464682\ E - 02$

$C_7 = C_{26} = -0.48I58422\ E - OI$

$C_8 = C_{25} = -0.28745979\ E - 02$

$C_9 = C_{24} = -0.67305505\ E - OI$

$C_{I0} = C_{23} = +0.30328035\ E - 02$

$C_{II} = C_{22} = -0.925I3084\ E - OI$

$C_{I2} = C_{2I} = +0.20433664\ E - OI$

$C_{I3} = C_{20} = -0.I339I495\ E\ \ 00$

$C_{I4} = C_{I9} = +0.74722767\ E - OI$

$C_{I5} = C_{I8} = -0.26I22284\ E\ \ 00$

$C_{I6} = C_{I7} = +0.58435775\ E\ \ 00$

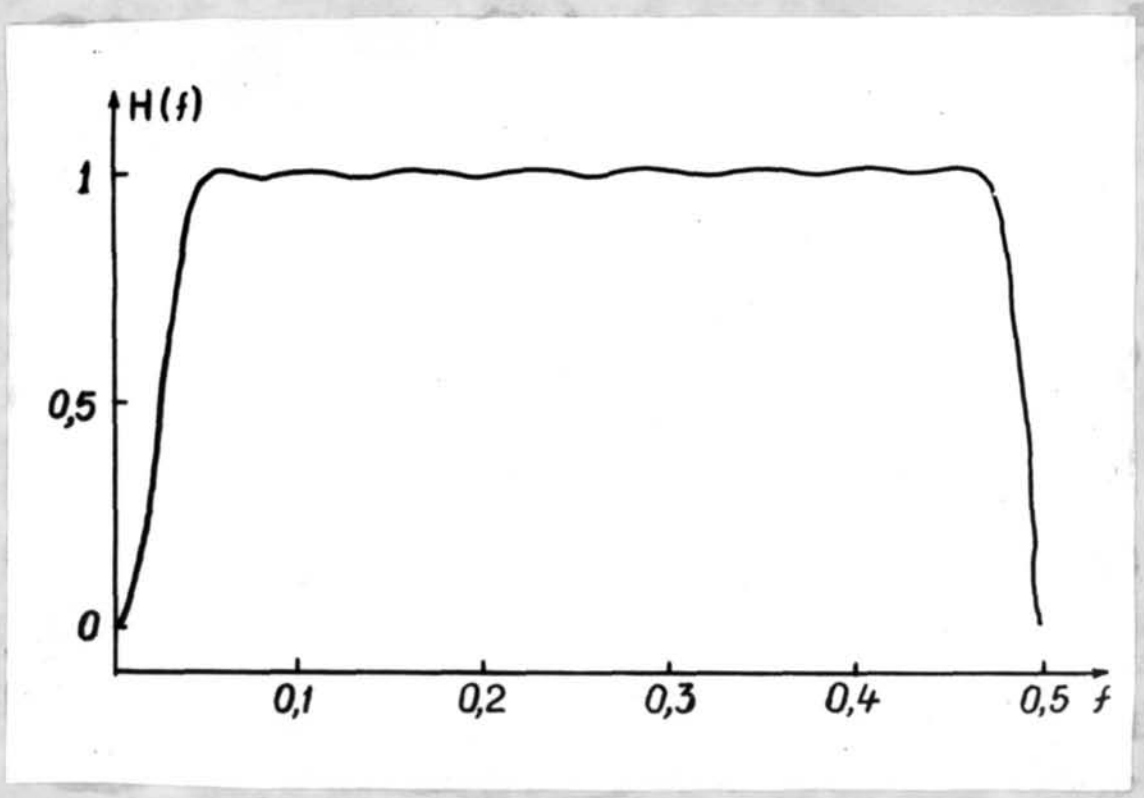


Рис. I. Частотная характеристика полосового фильтра.

цах, при этом значение 0.5 соответствует частоте Найквиста.

2.2.2. Динамический анализ

При исследовании периодических составляющих во временных рядах экспериментальных данных межпланетного магнитного поля и заряженных частиц применялись метод Блэкмена-Тьюки [24,25] и динамический анализ основанных на фильтрации данных набором узкополосных цифровых фильтров. Характерная особенность динамического анализа состоит в том, что он позволяет отобразить временной ряд на двухмерную плоскость, т.е. получить одновременно развертку экспериментальных данных как по частоте, так и по времени [26-28].

Процесс отображения исходного временного ряда $X(t)$ на плоскость $Z(\omega, t)$ осуществляется посредством нескольких шагов. После предварительной подготовки (удаления тренда и концевых эффектов) $X(t)$ с помощью быстрого преобразования Фурье отображается в частотную область $Y(\omega)$ [32]. В частотной области дискретная функция $Y(\omega)$ фильтруется набором из N ($N = 100$) полосовых фильтров, частотная характеристика которых задается в виде $H(\xi_n) = \exp(-\alpha \xi_n)$, где $\xi_n = (\omega - \omega_n)/\omega_n$, ω_n - центральная частота n фильтра, α - параметр, управляющий разрешением по частоте. Отдельные участки спектра, выделенные в результате фильтрации, отображаются во временную область с помощью обратного преобразования Фурье [32]. Таким образом, временной ряд $\{x(t)\}$ представляется в виде суммы N временных рядов.

$$\{x(t)\} = \sum_{n=1}^{N} \{x_n(t)\}.$$

Поскольку отдельный временной ряд $\{x_n(t)\}$ содержит информацию

лишь вблизи некоторой фиксированной частоты ω_n , то матрица, построенная из квадратов элементов этих рядов

$$z(\omega,t) = \begin{vmatrix} x_1^2(t_1) & x_2^2(t_1) & \dots & x_N^2(t_1) \\ x_1^2(t_2) & x_2^2(t_2) & \dots & x_N^2(t_2) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ x_1^2(t_K) & x_2^2(t_K) & \dots & x_N^2(t_K) \end{vmatrix}$$

представляет собой искомую двумерную функцию распределения квадратов амплитуд вариаций на плоскости (ω, t). Для удобства, на печать выводились логарифмы элементов этой матрицы. Пример использования динамического анализа для выявления периодических составляющих во временных рядах данных интенсивности космических лучей и межпланетного магнитного поля приводится в работах [33,34].

2.2.3. Вычисление плотностей спектра мощности флуктуаций

Возможность вычисления плотностей спектра мощности через ковариационную функцию следует из теоремы Винера-Хинчина [35] В виде практической цифровой процедуры эта возможность была реализована Блэкменом и Тьюки [25]. Пусть $\{x_n\}$ $n = 1,2,\dots$ некоторый процесс, где $\bar{x}$ приведено к нулю. Тогда $\bar{A}_\tau =$ $= \bar{A}_x(\tau \cdot h) = \frac{1}{N-\tau} \sum_{n=1}^{N-\tau} x_n \cdot x_{n+\tau}$; $\tau = 0,1,2,\dots M$, $\bar{A}_\tau =$ оценка истинного значения автоковариационной функции A_τ при шаге τ , соответствующего сдвигу $\tau \cdot h$, где h - шаг дискретизации, M - максимальное число шагов. При этом, если ν - частота Найквиста, то разрешение по частоте при расчете спек-

тра будет составлять

$$R_\omega = \frac{2\nu}{M} = \frac{1}{M \cdot h} = \frac{1}{h \cdot \tau_{max}} ,$$

где $h \cdot \tau_{max}$ - максимальный сдвиг. Желательно не принимать величину максимального числа шагов M более I/IO объема выборки N .

В случае необходимости автоковариационная функция может быть нормирована. Заметим, что $A_0 = A_x(0) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} (x_n)^2 = \bar{x}^2$. Поскольку при $x = 0$ дисперсия

$$\delta^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^{N} (x_n)^2 , \quad \text{то} \quad A_0 = \frac{N-1}{N} \delta^2 .$$

Нормированная автоковариационная функция заключена в пределах

$$-1 \leq \bar{A}_\tau / \bar{A}_0 \leq 1 .$$

Для уменьшения эффекта утечки мощности из-за ограниченного ряда значений автоковариационной функции используются различные варианты корреляционных окон [36], например, окно Бартлетта

$$\omega(n) = \begin{cases} 1 - |n|/M , & |n| \leq M \\ 0 , & |n| > M \end{cases}$$

ему соответствует спектральное окно

$$W(f) = M \left(\frac{\sin \pi f M}{\pi f M} \right)^2 ; \quad -\infty \leq f \leq \infty .$$

Ширина спектрального окна $\sim 2/M$.

Прямоугольное окно

$$\omega(n) = \begin{cases} 1 , & |n| \leq M \\ 0 , & |n| > M \end{cases}$$

$$W(f) = 2M \left(\frac{\sin 2\pi f M}{2\pi f M} \right) , \quad -\infty \leq f \leq \infty .$$

Окно Тьюки

$$\omega(n)=\begin{cases}(1+\cos\frac{\pi n}{M})/2, & |n|\leq M\\ 0, & |n|>M\end{cases}$$

$$W(f)=M\left(\frac{\sin 2\pi fM}{2\pi fM}\right)\left(\frac{1}{1-(2fM)^2}\right),\ -\infty\leq f\leq\infty.$$

Свойства корреляционных окон

I) $\omega(0)=1$

2) $\omega(n)=\omega(-n),\quad |n|\leq M$

3) $\omega(n)=0,\quad |n|>M$

Свойства спектральных окон

I) $\int_{-\infty}^{\infty}W(f)\,df=\omega(0)=1,$

2) $W(f)=W(-f).$

$W(f)$- действует при сглаживании как щель ширины $\sim 2/M$.

Используя теорему Винера-Хинчина, плотность спектра мощности можно выразить через известные значения автоковариационной функции

$$P(f)=h\sum_{n=-\infty}^{\infty}\omega(n)A(n)\exp(-j2\pi nfh).$$

В практических вычислениях учитывалось, что A(к) является четной функцией. В качестве стандартного набора частот принималось

$$f=\frac{K}{2hM},\ \text{где}\ к=0,\ 1,\ 1,\ \ldots\ M.$$

Оценка доверительного интервала проводилась по методике, описанной в работах [37], [38].

2.2.4. Метод максимальной энтропии

Метод максимальной энтропии обычно используется для выделения скрытых периодичностей при коротких реализациях. Им лучше чем любым другим методом удается разделить близкие пики в частотном спектре [29-31]. Метод основан на принципе максимальной энтропии, который гласит:

Если делается вывод на основе неполной информации, то необходимо опираться на такое распределение вероятности, которое имеет максимальную энтропию, допускаемую имеющейся информацией. Действительно из теории информации известно, что распределение с энтропией, значительно меньшей ее максимального значения, согласующегося с имеющимися данными, являются нетипичными для класса согласованных с этими данными распределений.

Распределения с более высокой энтропией обладают и более высокой комбинаторностью, т.е. может быть реализовано большим числом способов, и это дает основание считать, что они будут наблюдаться с большей вероятностью. Накладывая условия максимальности энтропии, автор метода Бург [29] ставил цель, заключающуюся в отыскании единственной функции $P(f)$, которая является типичным представителем класса всех возможных спектров.

Формализация метода заключается в следующем: согласно теореме Винера-Хинчина, плотность спектра мощности (спетральная плотность) $P(f)$ есть преобразование Фурье от ковариационной функции $A(k)$ исходного временного ряда $\{x_n\}$, $n = 1, 2, 3, \ldots$ при $x=0$, являющегося реализацией некоторого гауссовского процесса. Удельная энтропия такого процесса, согласно теореме Шеннона, связана со спектральной плотностью соот-

ношением

$$H=\frac{1}{4\nu}\int_{-\nu}^{\nu}\ln[P(f)]\,df\,.$$

Поскольку известно лишь конечное множество значений A(к), возникает неопределенность при определении спектра.

Допустим, что известны первые 2M + I значения ковариационной функции A(к), тогда наиболее разумный способ определения неизвестных значений ковариационной функции заключается в том, чтобы новые значения не увеличивали информацию или не уменьшали энтропию рассматриваемого процесса, т.е.

$$\frac{\partial H}{\partial A(\kappa)}=0\,,\qquad |\kappa|\geqslant M+1\,.$$

Исходя из выше приведенных соотношений, оценка спектра по методу максимальной энтропии представляется в виде:

$$P(f)=\frac{c_M}{\nu\left|\sum_{\kappa=0}^{M}\alpha_{M,\kappa}\exp(-j2\pi\kappa fh)\right|^2}\,,$$

где C_M - постоянная, $\alpha_{M,\kappa}$ - весовые коэффициенты.

2.2.4. Тестирование алгоритмов и программ спектрального анализа на математических моделях

Для тестирования алгоритма и программ динамического анализа, моделировался временной ряд, содержащий гармоники 6,8, 400 минут

$$x(t_\kappa)=20\cdot\sin\frac{2\pi t_\kappa}{6}+50\cdot\sin\frac{2\pi t_\kappa}{8}+10\cdot\sin\frac{2\pi t_\kappa}{400}\,,$$

где t_κ= I,2,3,... 4096.

Результат анализа представлен на рис.2. Как видно на рисунке, данный метод позволяет хорошо разделять отдельные гар-

моники. Недостатком метода является то, что он требует выполнения условия

$$T \ll N \cdot h, \qquad (I)$$

где T - искомый период, N - длина реализации, h - время дискретизации.

Проиллюстрируем вышесказанное, для этого уменьшим N до 1024. Для периодов в 6 и 8 минут условие (I) будет выполняться по-прежнему, однако, для периода 400 минут оно явно будет нарушено. Результат анализа представлен на рис.3. Из-за нарушения условия (I) происходит расплывание искомой гармоники по спектру с уменьшением ее амплитуды. Для оценки временного разрешения метода был построен цифровой временной ряд, содержащий одиночный импульс. Продолжительность импульса, как и время дискретизации ряда, составляли 1 минуту.

Результат динамического анализа такого ряда показан на рис.4. По горизонтальной оси отложены периоды колебаний, по вертикальной оси - даты и текущее время с 04.12.81 г. 02 часа 40 минут по 05.12.81 г. 02 часов 08 минут. Момент подачи импульса 04.12.81 г. в 16 часов 40 минут на рисунке отмечен стрелкой. На рис.4 видно, что максимум амплитуды вариаций (темные знаки) от одиночного импульса приходится на колебания с периодом в несколько минут, при переходе к большим периодам наблюдается уменьшение амплитуды колебаний и расплывание волны вдоль оси времени. Метод динамического анализа имеет наихудшее временное и частотное разрешение в низкочастотной области спектра из-за недостаточно хорошего выполнения условий (I).

Для проверки алгоритма оценки абсолютной мощности спектра флуктуаций моделировался "белый" шум с равномерно распре-

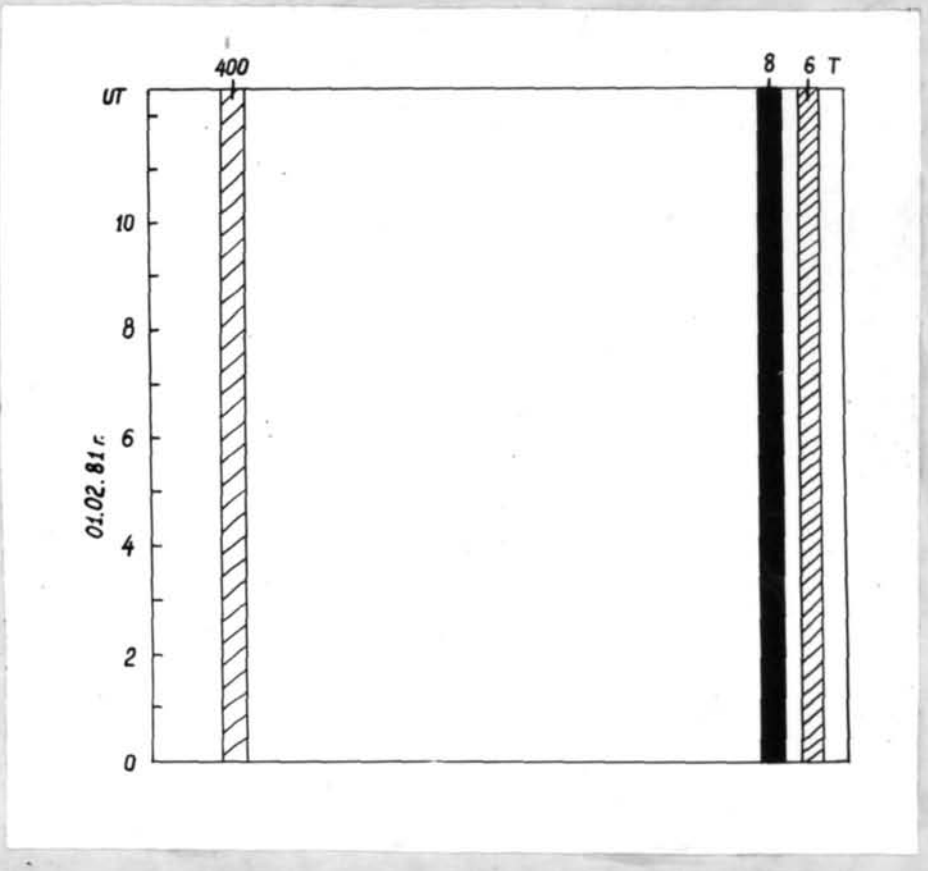


Рис.2. Пример динамического анализа "длинного" временного ряда.

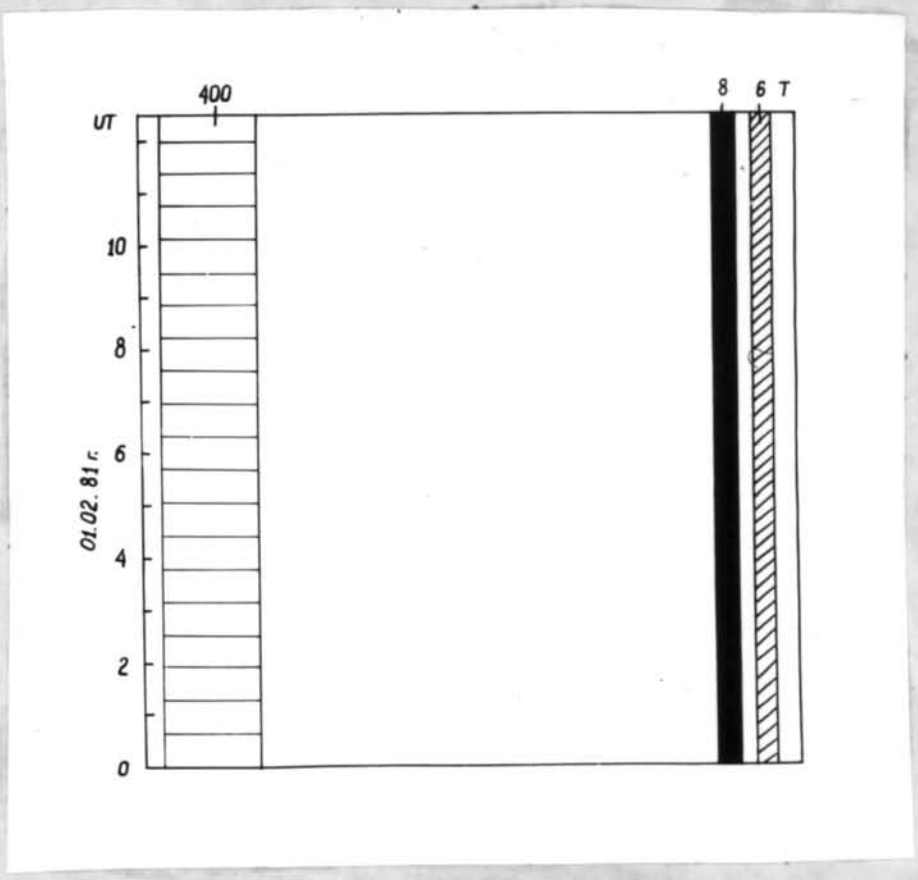


Рис.3. Пример динамического анализа "короткого" временного ряда.

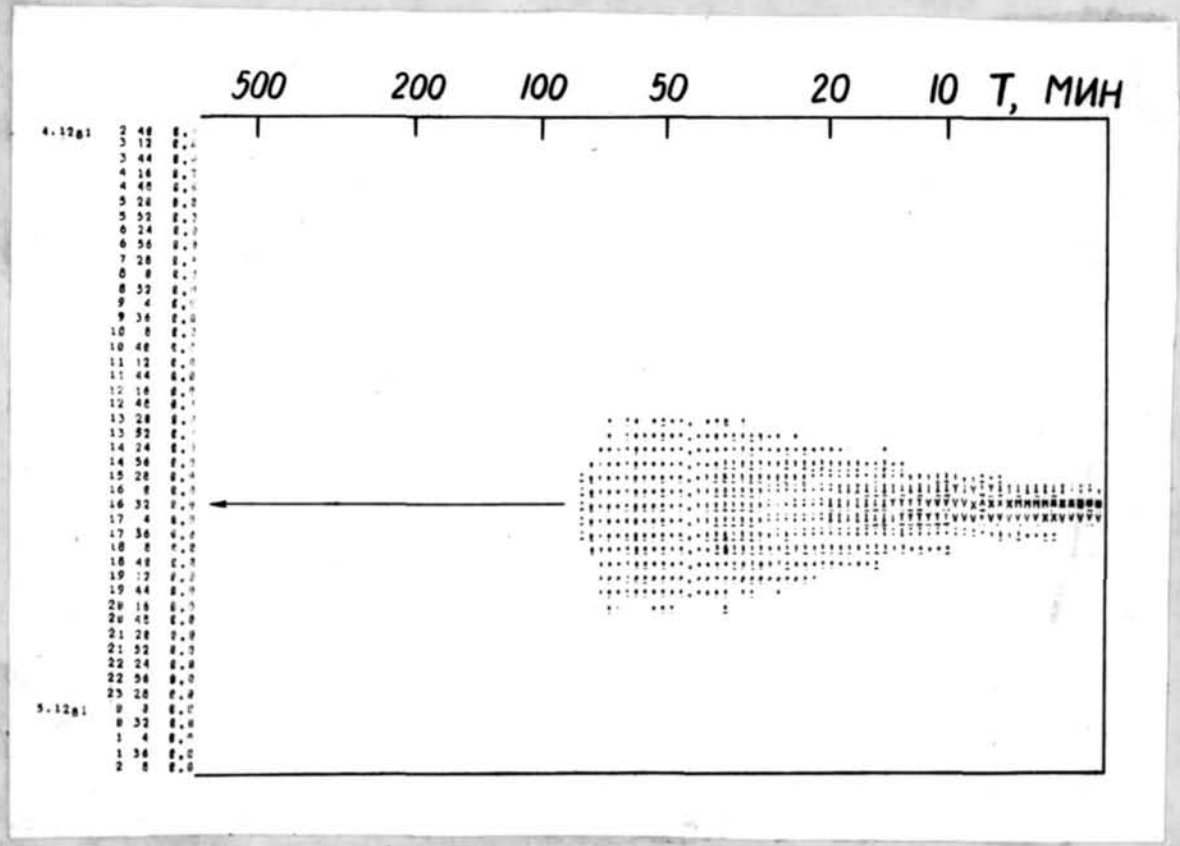


Рис.4. Пример динамического анализа временного ряда, содержащего одиночный импульс продолжительностью в одну минуту. Стрелкой отмечено положение импульса на временной шкале.

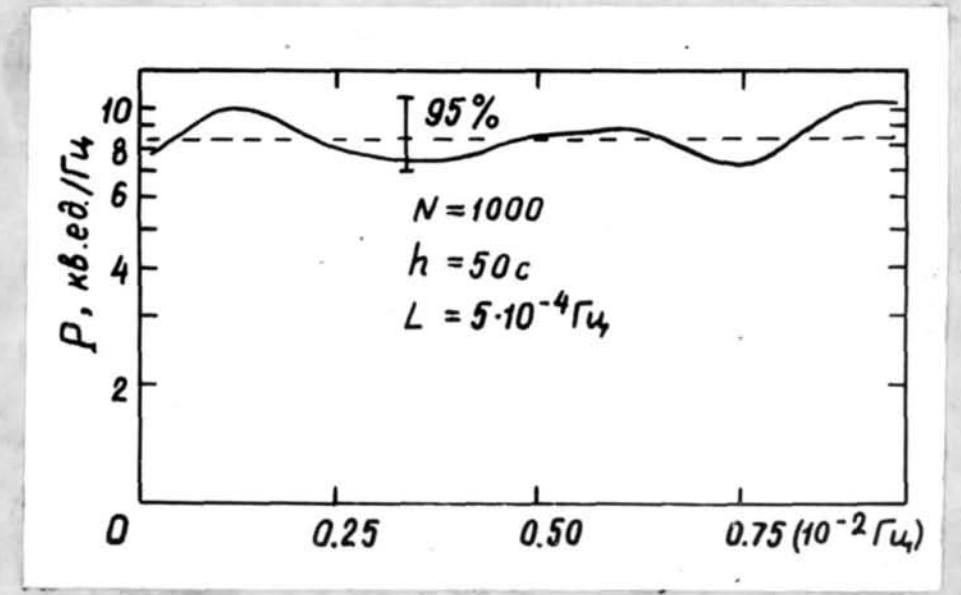


Рис.5. Оценка абсолютных значений плотности спектра мощности "белого шума". Штриховая линия - теоретическое значение, непрерывная линия - практическая оценка.

деленной мощностью на интервале от 0 до 10^{-2} Гц. Время дискретизации временного ряда, представляющего "белый" шум, составляло h = 50 с. Теоретические оценки дают значение плотности спектра мощности, равное $P(f)$ = 8.33 кв.ед./Гц. На рис.5 теоретическая мощность обозначена штриховой линией. Оценка плотности спектра мощности, рассчитанная по программам, составленным автором, дает близкую величину (на рис. 5 непрерывная кривая). При этом длина временного ряда составляла N = 1000, ширина спектрального окна L = 5 10^{-4} Гц. Вертикальным отрезком на рисунке показан 95% доверительный интервал.

2.3. Методика регистрации электронов по их тормозному рентгеновскому излучению

2.3.1. Связь тормозного рентгеновского излучения с первичными потоками электронов

Для оценки интенсивности интегрального потока электронов по их тормозному излучению могут использоваться относительно простые счетчики, однако для восстановления энергетического спектра электронов необходимо знать информацию о дифференциальном спектре тормозного излучения [39].

Любой рентгеновский спектрометр измеряет энергию ионизации, производимую вторичными электронами в датчике прибора, т.е. энергетический спектр электронов, образованных под воздействием квантов рентгеновского излучения. При этом дифференциальный спектр рентгеновского излучения определяется из интегрального уравнения

$$N_в(E'_e)=\int_0^\infty \varepsilon(E_\gamma)I(E_\gamma)\left[\frac{\mu_ф}{\mu_n}\delta(E_\gamma-E'_e)+\frac{\mu_к}{\mu_n}R_к(E_\gamma,E'_e)\right]dE_\gamma,$$

где $I(E_\gamma)$ - дифференциальный спектр рентгеновского излучения;

$\varepsilon(E_\gamma)$ - эффективность регистрации квантов;

$N_в(E'_e)$ - дифференциальный спектр вторичных электронов в датчике;

$\mu_ф$ - коэффициент фотопоглощения;

$\mu_к$ - коэффициент комптон-поглощения;

μ_n - полный коэффициент поглощения;

$\delta(E_\gamma-E'_e)$ - дельта-функция;

$R_к(E_\gamma,E'_e)$ - нормированная на единицу матрица комптоновского распределения.

Из данных спектра тормозного рентгеновского излучения (ТИ) можно аналитически определить спектр первичных электронов при условии, если толщина экрана, в котором происходит генерация ТИ, такова, что долей квантов, участвующих в многократном рассеянии, можно пренебречь. В этом случае энергетическое и угловое распределение ТИ, выходящего из слоя вещества представляется в виде

$$F_\gamma(E_\gamma,E_e,Q)=n\int_{E_\gamma}^{E_e}\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\int_0^{d}F_e(E'_e,x,\beta)\cdot\frac{d\sigma(E'_e,E_\gamma,\theta)}{dE'_\gamma\,d\Omega}\cdot$$
$$\cdot Y(E_\gamma,d,x,Q)\frac{dx}{\cos\beta}\cdot\sin\beta\,d\beta\,d\varphi\,dE_\gamma. \qquad (2)$$

где n - число атомов в единице объема вещества;

d - толщина слоя вещества датчика;

$F_e(E'_e,x,\beta)$ - функция энергетического и углового распределения электронов на глубине x вещества поглотителя;

$\frac{d^2\sigma(E'_e,E_\gamma,\theta)}{dE'_\gamma\, d\Omega}$ – дифференциальное по энергии E_γ и углу θ сечение тормозного излучения;

$Y(E_\gamma,d,\chi,Q)$ – функция, описывающая поглощение фотона в веществе;

E_γ, E_e – энергия фотона и первичного электрона.

Связь между углами определяется соотношением:

$$\cos Q = \cos\beta\cdot\cos\theta + \sin\beta\cdot\sin\theta\cdot\cos\varphi .$$

Вычисляя из соотношения (2) $F_\gamma(E_\gamma, E_e, Q)$ и зная спектр ТИ, из интегрального уравнения

$$I(E_\gamma)=\int_{E_\gamma}^{\infty} N(E_e)\int_{Q_1}^{Q_2} F_\gamma(E_\gamma,E_e,Q)\,dQ\,dE_e , \qquad (3)$$

можно определить спектр первичных электронов $N(E_e)$.

В случае, когда ТИ генерируется нерелятивистскими электронами, функция энергетического распределения квантов ТИ в телесном угле 2π может быть представлена в виде [40]

$$F_\gamma(E_\gamma,E_e) = 0.9\cdot 10^{-9} Z\left(\frac{E_e}{E_\gamma}-1\right)\cdot\exp[-\mu(E_\gamma)\cdot d], \qquad (4)$$

где Z – атомный номер вещества экрана, $\mu(E_\gamma)$ – коэффициент поглощения квантов ТИ в веществе экрана.

Используя соотношения (3), (4) и апроксимируя спектр первичных электронов, степенной функцией $N(E_e) = A\cdot E_e^{-\gamma}$ имеем:

$$I(E_\gamma) = \text{const}\cdot E_e^{-\beta}\cdot\exp[-\mu(E_\gamma)\cdot d]$$

где $\beta = \gamma - 1$. При $d \ll \frac{1}{\mu(E_\gamma)}$ получаем соотношение

$$I(E_\gamma) = const \cdot E_e^{-\beta} \qquad (5)$$

из которого следует, что показатель интегрального спектра электронов равен показателю дифференциального спектра квантов тормозного излучения.

В случае регистрации электронов через их тормозное излучение при помощи прибора ЗК-72 [2I], установленного на геостационарном ИСЗ "Радуга", можно предположить, что на глубине до

$$d \approx 0.3 \text{ г/см}^2 \ll 1/\mu(E_\gamma)$$

алюминиевого корпуса прибора происходит трансформация основной доли энергии электронов в энергию квантов ТИ.

2.3.2. Оценка энергетического порога чувствительности датчика прибора ЗК-72

Далее необходимо рассмотреть вторую часть задачи, прохождение квантов ТИ через слой свинца $d \approx 3{,}4$ г/см^2, экранирующего в приборе ЗК-72 одиночные газоразрядные счетчики.

В этом случае трудно пренебречь эффектом многократного рассеяния, поэтому задача решалась численно, методом статистического моделирования. Эта методика аналогична описанной в работе [4I]. Учитывались только комптон- и фото- эффекты. Ниже рассматривается случай комптон-эффекта. Пусть θ – угол между направлениями движения кванта γ до рассеяния на электроне и кванта γ_1 , после рассеяния. Из закона сохранения энергии имеем

$$E_\gamma - E_{\gamma_1} = E_e = m_0 c^2 \left(1/\sqrt{1-\beta^2} - 1\right)$$

где $\beta = v/c$ после простых преобразований

$$E_\gamma^2 - 2E_\gamma E_{\gamma_1}^2 + E_{\gamma_1}^2 + 2m_0c^2(E_\gamma - E_{\gamma_1}) + m^2c^4 = \frac{m_0^2c^4}{1-\beta^2}. \quad (6)$$

Из закона сохранения импульса имеем

$$P_\gamma^2 - P_{\gamma_1}^2 + 2P_\gamma P_{\gamma_1}\cos\theta = \left(m_0c\beta/\sqrt{1-\beta^2}\right)^2$$

или

$$E_\gamma^2 + E_{\gamma_1}^2 - 2E_\gamma E_{\gamma_1}\cos\theta = m_0^2c^4/(1-\beta^2) - m_0^2c^4. \quad (7)$$

Вычитая из уравнения (6) уравнение (7), получим

$$2m_0c^2(E_\gamma - E_{\gamma_1}) = 2E_\gamma E_{\gamma_1}(1-\cos\theta)$$

или

$$m_0c^2E_\gamma - m_0c^2E_{\gamma_1} = E_\gamma E_{\gamma_1}(1-\cos\theta).$$

Откуда $$E_{\gamma_1} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0c^2}(1-\cos\theta)},$$

т.е. $$\omega_1 = \frac{\omega}{1+\omega(1-\cos\theta)}, \quad (8)$$

где $$\omega = E_\gamma/(m_0c^2).$$

Формула Клейна-Нишины-Тамма для дифференциального сечения комптоновского рассеяния имеет вид:

$$d\sigma_к = \frac{r_0^2}{2}\left(\frac{\omega_1}{\omega}\right)^2\left(\frac{\omega}{\omega_1} + \frac{\omega_1}{\omega} - \sin^2\theta\right)d\Omega$$

заменяем $\sin^2\theta = 1 - \cos^2\theta$, значение косинуса находим из выражения (8) $\cos\theta = 1 - \left(\frac{1}{\omega_1} - \frac{1}{\omega}\right)$

$$\sin^2\theta = 1 - \cos^2\theta = 2\left(\frac{1}{\omega_1} - \frac{1}{\omega}\right) - \left(\frac{1}{\omega_1} - \frac{1}{\omega}\right)^2. \qquad (9)$$

Очевидно, что $d\cos\theta = \frac{d\omega_1}{\omega_1^2}$, поэтому

$$d\Omega = 2\pi \sin\theta\, d\theta = -2\pi d\cos\theta = -2\pi \frac{d\omega}{\omega_1^2}. \qquad (10)$$

Подставляя (9) и (10) в выражение для дифференциального сечения, получим

$$d\sigma_к = -\frac{\pi r_0\, d\omega_1}{\omega^2}\left[\frac{\omega}{\omega_1} + \frac{\omega_1}{\omega} + \left(\frac{1}{\omega_1} - \frac{1}{\omega}\right)^2 - 2\left(\frac{1}{\omega_1} - \frac{1}{\omega}\right)\right]. \qquad (11)$$

Интегрируя от ω до ω_1, определяем сечение рассеяния в пределах угла θ

$$\sigma_к^{\theta} = \int_{\omega}^{\omega_1} \frac{\pi r_0^2}{\omega^2}\, d\omega' \left[\frac{\omega}{\omega'} + \frac{\omega'}{\omega} + \left(\frac{1}{\omega'} - \frac{1}{\omega}\right)^2 - \left(\frac{1}{\omega'} - \frac{1}{\omega}\right)\right] =$$

$$= \frac{\pi r_0^2}{\omega^3}\left\{(\omega^2 - 2\omega - 2)\ln\frac{\omega}{\omega_1} + \frac{\omega^2 - \omega_1^2}{2} + \frac{\omega - \omega_1}{\omega_1} + (\omega - \omega_1)\frac{1+2\omega}{\omega}\right\},$$

аналогично

$$\sigma_к^{\pi} = \frac{\pi r_0^2}{\omega^3}\left\{(\omega^2 - 2\omega - 2)\ln(1+2\omega) + \frac{\omega^2}{2} + 4\omega - \frac{\omega^2}{2(1+2\omega)^2}\right\},$$

где $\omega \geq \omega_1 \geq \frac{\omega}{1+2\omega}$, $r_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2} = 2.818\ 10^{-13}$ см. Количество электронов в 1 см^3 вещества равно $n = \frac{\rho N Z}{A}$, где ρ - плотность (г/см^3), N - число Авогадро, Z = атомный номер, A - атомный вес.

Исходя из изложенного, линейный коэффициент комптонов-

ского поглощения $\mu_к = \frac{\rho N z}{A} \sigma_к^{\pi}$, $см^{-1}$.

Рассмотрим случай фотопоглощения. Сечение фотопоглощения на К - оболочке атома определяется формулой Заутера [42]

$$\sigma_{\varphi_к} = \frac{3}{2}\sigma_т z \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^4 \frac{(\gamma^2-1)^{3/2}}{(\gamma-1)^5}\left\{\frac{4}{3} + \frac{\gamma(\gamma-2)}{\gamma+1}\left[1 - \frac{1}{2\gamma\sqrt{\gamma^2-1}}\cdot \ln\frac{\gamma+\sqrt{\gamma^2-1}}{\gamma-\sqrt{\gamma^2-1}}\right]\right\},$$

где $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} = E_e/(m_0c^2) = \omega + 1 - A_1$, A_1 - потенциал ионизации в единицах m_0c^2; $\sigma_т = \frac{8\pi}{3} r_0^2 = 6.65\ 10^{-25}$ $см^2$ - эффективное сечение томсоновского рассеяния. Если учесть сечение фотоэффекта не только на К , но и на других оболочках, то [43]

$$\sigma_\varphi = \frac{5}{4}\sigma_{\varphi_К}.$$

Применение формулы Заутера вносит большие погрешности, поэтому в расчетах необходимо использовать поправочный множитель Штоббе

$$D = \frac{2\pi\sqrt{A_1/\omega}\cdot\exp(-4\,\mathrm{arcctg}\,\eta)}{1-\exp(-2\pi\eta)},$$

$$\eta = \sqrt{A_1/(\omega - A_1)} \qquad \text{при} \quad \omega > A_1,\ D = 0.12$$

при $\omega \le A_1$.

Так, линейный коэффициент фотопоглощения $\mu_\varphi = \frac{\rho N D}{A}\sigma_\varphi$, $см^{-1}$.

Моделирование распространения квантов было выполнено, пренебрегая их первичными угловым распределением в предположении, что они ориентированы вдоль нормали к свинцовому экрану. Затем определялся пробег квантов в свинце. Был принят следующий алгоритм розыгрыша длины свободного пробега, основанный на

методе функции распределения [44]:

$$L = (1/\mu_n)\ln P\ , \qquad \mu_n = \mu_к + \mu_ф\ ,$$

где P - одно из случайных чисел, равномерно распределенных на интервале $(0 \div 1)$. В нашем случае P разыгрывалось с помощью генератора псевдослучайных чисел. Если оказывалось справедливым $\mu_ф/\mu_n > P$, то считалось, что произошел фотоэффект. Затем уточнялось, соответствует он или нет K - оболочке. Если фотоэффект произошел на K -оболочке, то для этого случая определялось направление вылетевшего кванта характеристического излучения.

$$\varphi = 2\pi P\ , \qquad \theta = \arccos(2P_2 - 1).$$

В случае комптон-эффекта определялась и энергия рассеянного кванта. Поскольку вычисление интегралов от функции Клейна-Нишины-Тамма и нахождение обратной функции связано с большими затратами машинного времени, мы определяли энергию рассеянного кванта упрощенно по алгоритму Дядькина [45], основанному на методе отказов или методе Неймана. Таким образом, формулу (II) можно представить в виде:

$$d\sigma_к = B(\omega)\cdot f(\omega, \omega_1)\, d\omega\ ,$$

где

$$f(\omega,\omega_1) = \left[\frac{\omega}{\omega_1} + \frac{\omega_1}{\omega} + \left(\frac{1}{\omega_1} - \frac{1}{\omega}\right)^2 - 2\left(\frac{1}{\omega_1} - \frac{1}{\omega}\right)\right].$$

Алгоритм нахождения энергии рассеянного кванта ω_1 из розыгрыша P_1 и $P_2 \in (0,1)$,

находим $\omega_2 = \omega\,\dfrac{1+2P_1\omega}{1+2\omega}$ и проверяем

$$f(\omega,\omega_1) > P_2(1+2\omega+1/(1+2\omega)).$$

Если неравенство соблюдается, то $\omega_1 = \omega_2$, если не соблюдается, то P_1 и P_2 отбрасываются и процедура розыгрыша повторяется заново.

Координаты точки, где произошло $n+1$ взаимодействие, определялись через координаты n взаимодействия,

$$x_{n+1} = x_n + L_{n+1} k_{n+1,x};\ y_{n+1} = y_n + L_{n+1} k_{n+1,y};\ z_{n+1} = z_n + L_{n+1} k_{n+1,z}.$$

Ось z системы координат была направлена перпендикулярно плоскости экрана

$$k_{n+1,x} = k_{n,x}\cos\theta_n + \sin\theta_n \cdot \sin\varphi_n \cdot \sqrt{1 - k_{n,x}^2},$$

$$k_{n+1,y} = k_{n,y}\cos\theta_n + \frac{\sin\theta_n (k_{n,z}\sin\varphi_n + k_{n,x}k_{n,y}\cos\varphi_n)}{\sqrt{1-k_{n,x}^2}},$$

$$k_{n+1,z} = k_{n,z}\cos\theta_n - \frac{\sin\theta_n (k_{n,y}\sin\varphi_n + k_{n,x}k_{n,z}\cos\varphi_n)}{\sqrt{1-k_{n,x}^2}},$$

где $k_{n,x}$, $k_{n,y}$, $k_{n,z}$ - проекции одиночного вектора k , определяющего направление импульса кванта после n взаимодействия на оси координат; θ - угол между векторами k_n и k_{n+1} , φ_n - азимутальный угол после n акта взаимодействия. Расчеты и процедура моделирования были выполнены на ЭВМ ЕС-1022. Шаг по шкале энергий составлял 50 кэВ. С каждой энергией первичного кванта разыгрывалось 10^4 судеб.

При моделировании использовались экспериментальные данные о динамике показателя дифференциального спектра потока электронов на $L \sim 6{,}6$ [16].

Показатель спектра менялся в пределах от 2 до 4. Эффек-

тивность регистрации квантов ТИ газоразрядным счетчиком СБМ-10 для квантов $\leqslant$ 100 кэВ полагалась равной 1%, а для квантов $>$ 100 кэВ $\sim$ 0,5%.

Из результатов расчетов следует, что более 95% вклада в скорость счета прибора дают первичные электроны с энергией $>$ 200 кэВ [46,47], при этом более 50% отчетов в интервале 0,2 ÷ 6 МэВ дают первичные электроны с энергией 1-1,5 МэВ [48].

В работе данные о потоках электронов приведены в относительных единицах. Цена одной относительной единицы из модельных расчетов составляет величину $\sim 4 \cdot 10^4$ частиц/(см^{2}с). Для иллюстрации корректности используемой методики оценки потока электронов, на рис.6 за период с июня 1977 по март 1978гг. показаны временные профили интенсивности электронов с энергией 1.4-2 МэВ, измеренные на геостационарном спутнике с помощью полупроводниковых датчиков [16] и временные профили потоков электронов с энергией $\sim$ 1-1,5 МэВ, измеренные по интенсивности их тормозного излучения. На рисунке видно, что оба спутника дают одинаковые результаты измерений потока электронов во внешнем РПЗ.

2.4. Выводы

1. Составлены программы для расчета на ЭВМ абсолютных значений плотности спектра мощности флуктуаций ММП и интенсивности потоков заряженных частиц.

2. Разработаны алгоритмы и программы расчета на ЭВМ цифровых фильтров с произвольно заданной частотной характеристикой.

3. Разработаны алгоритмы и программы расчета на ЭВМ ин-

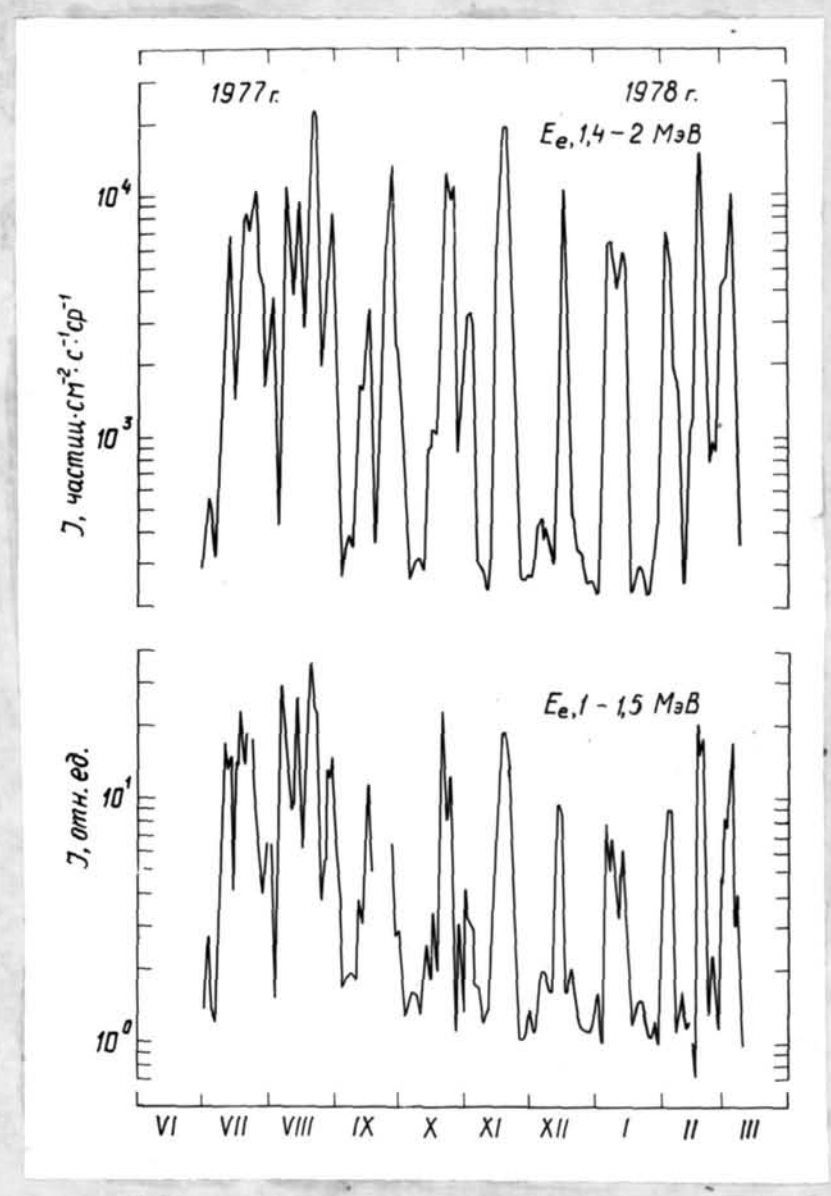


Рис. 6. Потоки электронов на орбите геостационарного спутника. В верхней части рисунка данные спутников США [16], в нижней – данные спутников серии "Радуга".

тенсивности потока первичных электронов по спектру их тормозного рентгеновского излучения.

4. Сделан расчет геометрических факторов датчиков прибора ЗК-72.

5. Сделана оценка эффективной энергии электронов, регистрируемых прибором ЗК-72.

3. ДИНАМИКА ФЛУКТУАЦИЙ МЕЖПЛАНЕТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ

3.I. Современное состояние вопроса

Модель крупномасштабного межпланетного магнитного поля, качественно объясняющая его спиральную структуру при наличии спокойного солнечного ветра, была предложена Паркером [49]. Крупномасштабное магнитное поле делает возможным существование в межпланетной среде магнитозвуковых и альвеновских волн, влияющих на динамику межпланетной среды и космических лучей.

Прямые измерения параметров космической плазмы показали, что спокойный солнечный ветер является идеализацией, которая, практически, никогда не наблюдается. Наиболее мощными источниками возмущения солнечного ветра являются коротирующие высокоскоростные потоки, вытекающие из активных областей и корональных дыр на Солнце [50], а также хромосферные вспышки, приводящие к выбросу в межпланетную среду ускоренной плазмы и генерации ударных волн [5I-60].

Вблизи орбиты Земли наблюдаются оба источника магнитогидродинамических (МГД) возмущений солнечного ветра.

Изучение МГД возмущений солнечного ветра проводилось в работах [6I-72]. Полученные результаты сводятся к следующему:

I. Энергия МГД волн часто бывает сравнима с энергией крупномасштабного магнитного поля.

2. Спектральная плотность альвеновских волн в интервале частот 10^{-4} Гц $\leq f \leq 10^{-2}$ Гц может быть представлена в виде

$$P(f) = C f^{-n},$$

где показатель n меняется в пределах

$$1{,}3 \leq n \leq 1{,}65.$$

Величина $C = \langle \delta B^2 \rangle / f_{нг}^{1-n}$, где $\langle \delta B^2 \rangle$ - среднеквадратичная амплитуда флуктуаций, $f_{нг}$ - нижняя граничная частота спектра флуктуаций, определяемая тем, что для частот $f < f_{нг}$ ($\sim 10^{-4}$ Гц) спектральная плотность флуктуаций не зависит от частоты. В области частот $\sim 10^{-2}$ гц $< f < f_{вг}$ ($f_{вг} = u \cos\psi / 2\pi\rho$, ρ - гирорадиус протонов солнечного ветра, u - скорость солнечного ветра, ψ - угол между направлением магнитного поля $\vec{B}_0$ и радиусом вектором $\vec{r}$) наклон спектра флуктуаций увеличивается и n приближается к ~ 2. При $f > f_{вг}$ мощность флуктуаций еще более резко падает и наклон спектра увеличивается. Это связано с тем, что вблизи $f_{вг}$ ($f_{вг} \sim 0{,}6$ гц для $B_0 = 5$, $u = 400$ км/с, $r \sim 1$ а.е.) происходит циклотронное затухание альвеновских волн [72].

3. Минимум флуктуаций поля δB совпадает с направлением среднего поля $\vec{B}$, максимум - с перпендикулярным направлением.

В флуктуациях ММП величина модуля поля не является строго постоянной, это может быть связано с тем, что в солнечном ветре кроме альвеновских волн имеется примесь нелинейных альвеновских или магнитозвуковых волн.

Перечисленные экспериментальные результаты исследований МГД возмущений в солнечном ветре являются средними характеристиками, полученными за сравнительно длительные периоды наблюдений ($T \geq 1$ суток).

Исследования динамики МГД и плазменных возмущений на

временных масштабах менее суток проводилось вблизи фронтов межпланетных ударных волн в области частот $f > 10^{-2}$ гц (в системе отсчета космического аппарата) [73,74,75].

Получены следующие результаты:

I. За фронтами межпланетных ударных волн имеется широкая область МГД и плазменной турбулентности.

2. Усиление возмущений в солнечном ветре перед фронтами наблюдается только для квазипараллельных ($Q\,(\hat{Bn}) < 50^{0}$) межпланетных ударных волн.

Нарастание амплитуды электрических колебаний на локальной электронной плазменной частоте начинается за 5 минут ($\sim$ 200 тыс.км) до прихода фронта межпланетной ударной волны.

Нарастание амплитуды высокочастотных ($\sim 0{,}2 \div 2$ гц) колебаний ММП отмечается менее, чем за $\sim$ I3 тыс.км до фронта ударной волны, нарастание амплитуды более низкочастотных ($\sim 0{,}05$ гц) колебаний наблюдается раньше, на расстояниях $\sim$ 60 тыс.км до фронта.

Колебания напряженности ММП перед фронтами были обусловлены волнами, распространяющимися внутрь конуса $\sim I5^{0}$ относительно силовых линий окружающего магнитного поля, волны имели правостороннюю круговую или эллиптическую поляризацию. Предполагается, что ионно-акустические волны воздают электрическую турбулентность. Магнитная турбулентность объясняется наличием вистлеров (> 0,2 гц) и альвеновских волн.

Вероятный механизм генерации вистлеров - циклотронный резонанс с 0,I - I КэВ электронами на фронте ударной волны. Вистлеры могут свободно распространяться от фронта в любом направлении, постепенно поглощаясь за счет циклотронного резонанса в областях перед и за фронтом (характерная длина за-

тухания для циклотронного резонанса $\sim$ 100 тыс. км).

Низкочастотные волны, имеющие скорости (альвеновские) меньшие, чем скорость фронта ударной волны, не могут распространяться в область перед фронтом, эти волны должны генерироваться там локально, за счет неустойчивостей. Наиболее вероятный источник низкочастотных волн - циклотронный резонанс на $\sim$ 1 ÷ 10 кэВ ионах, текущих от фронта ударной волны.

Исследование динамики флуктуаций ММП в диапазоне альвеновских частот $\sim 10^{-3} - 10^{-2}$ гц на временных масштабах менее 1 суток, до настоящего времени не проводилось.

Информация о динамике мощности флуктуаций ММП в диапазоне альвеновских частот является важной, поскольку она позволяет оценить параметры распространения и ускорения космических лучей ($E \sim 1 \div 1000$ МэВ) в межпланетном пространстве [76], а также частотные спектры флуктуаций их потока [76, 77].

Флуктуации ММП на альвеновских частотах являются геоэффективными, из-за того, что их частоты сравнимы с дрейфовыми частотами энергичных частиц внешнего радиационного пояса.

Возбуждение геомагнитных колебаний на частотах порядка дрейфовых частот, приводит к существенной эволюции потоков захваченной радиации в магнитосфере Земли за счет усиления радиальной диффузии частиц.

Связь колебаний геомагнитного поля с колебаниями ММП имеет экспериментальное подтверждение [15,78].

В данной главе изучается динамика ММП в крупномасштабных возмущениях солнечного ветра в диапазоне частот $\sim 10^{-3} - 10^{-2}$ гц, соответствующих характерным дрейфовым частотам энергичных электронов внешнего радиационного пояса.

Ожидается, что погружение магнитосферы в поток плазмы солнечного ветра с повышенной мощностью флуктуаций ММП приведет к усилению радиальной диффузии энергичных электронов в магнитосфере Земли.

3.2. Характеристика состояния межпланетной среды в период ноябрь 1981 г. - февраль 1982 г.

Для анализа были отобраны экспериментальные данные измерений напряженности ММП, проведенных в период с ноября 1981 г. по февраль 1982 г. на АМС "Венера-13" и "Венера-14".

В рассматриваемый период расстояние между АМС "Венера-13" и "Венера-14" менялось от 0.001 а.е. (15 ноября) до 0.005 а.е. (15 февраля), разница в гелиодолготах менялась от 0.45 град. до 0.01 град, гелиоцентрическое расстояние уменьшалось от 0.992 а.е. до 0.785 а.е., значения средних радиальных скоростей распространения межпланетных ударных волн между АМС находились в пределах 550-1100 км/с. Исследуемый период характеризовался высокой динамичностью межпланетного магнитного поля. Максимальное значение мощности флуктуаций ММП на частоте 10^{-3} гц составляло величину $\sim 10^4\ \gamma^2$ /гц, а минимальное - $\sim 10^2\ \gamma^2$ /гц [171,172].

Для иллюстрации на рис.7 приведены данные измерений на АМС "Венера-14" потоков заряженных частиц и характеристик ММП за конец января и начало февраля 1982 г. В верхней части рис. 7 изображены временные профили потоков протонов солнечных космических лучей в диапазонах энергии:

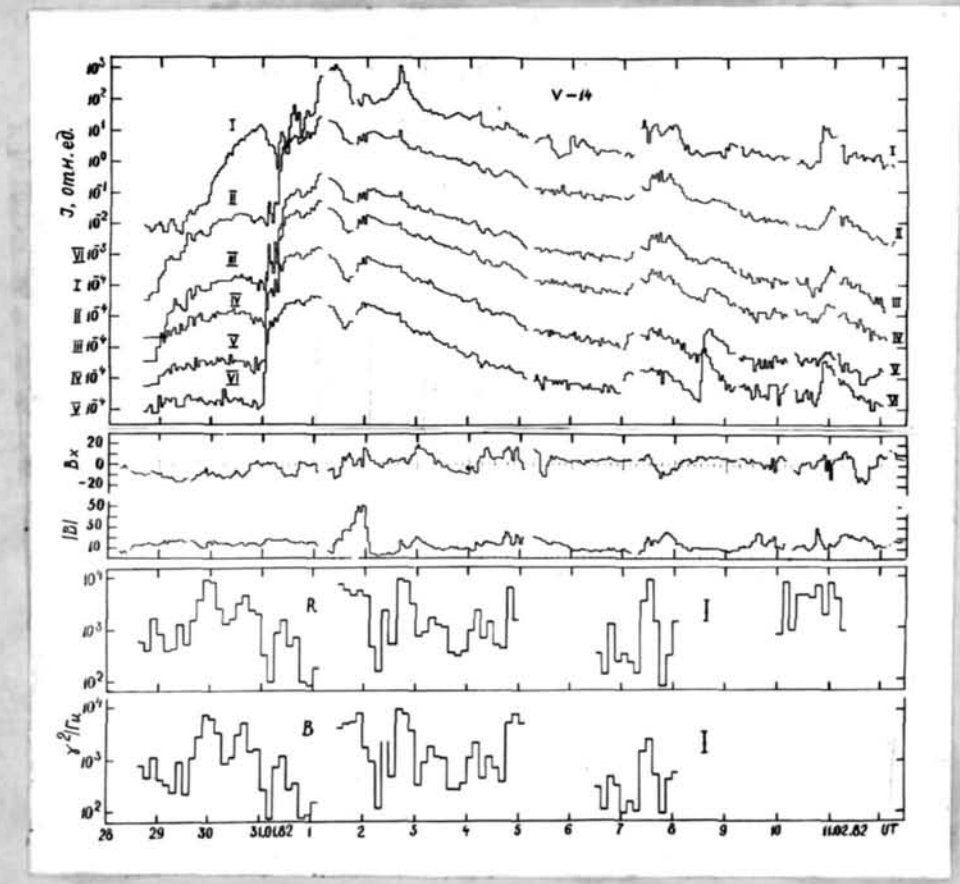


Рис.7. Временные профили: I. потоков протонов СКЛ; 2. X - компоненты и модуля ММП; 3. мощности флуктуаций поперечной R -компоненты и модуля ММП на частоте 10^{-3} гц по данным АМС "Венера-I4" за период с 28 января по I2 февраля I982 г.

I = I,4 - 3 МэВ II = 3 - 5,4 МэВ;

III = 5,4 - 9,6 МэВ IУ = 9,6 - I8,I МэВ;

У = 20 - 40 МэВ УI = 65 - II5 МэВ.

Ниже на рисунке показано поведение временных профилей: X- компоненты ММП в солнечно-эклиптической системе координат, B - модуль ММП и мощность флуктуаций на частоте 10^{-3} Гц для R - поперечной компоненты ($R = \sqrt{y^2+z^2}$) и B - модуля ММП. Вертикальные отрезки на рисунке соответствуют 95% доверительным интервалам.

Приведенные на рис.7 значения мощности флуктуаций указывают на высокую динамичность ММП, как следствия этого, наблюдается "изрезанность", нерегулярность временных профилей потоков солнечных космических лучей.

3.3. Спектрально-временные характеристики магнитного поля в межпланетных ударных волнах

Для идентификации крупномасштабных нестационарных возмущений в солнечном ветре, типа межпланетных ударных волн, использовались минутные значения компонент векторов ММП по измерениям на двух разнесенных в межпланетном пространстве космических аппаратах "Венера-I3" и "Венера-I4", а также данные солнечной активности и данные геомагнитных бурь с внезапным началом (SSC). Это позволяло оценивать скорости распространения ударной волны на участках: между Солнцем и космическими аппаратами; между аппаратами; между космическими аппаратами и Землей.

На рис. 8 и рис.9 приведены временные профили напряжен-

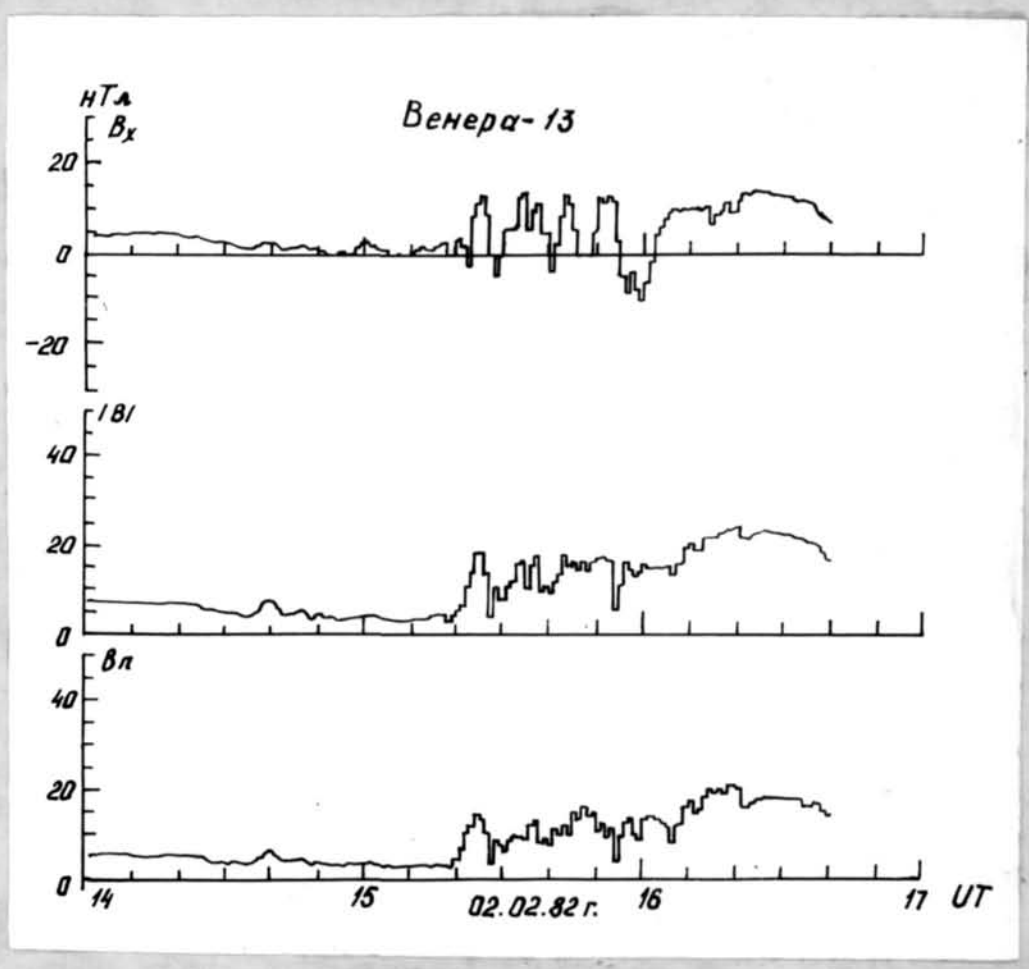


Рис.8. Временные профили: X-компоненты, модуля и поперечной компоненты ММП в период прохождения фронта межпланетной ударной волны в 1523 UT 2 февраля 1982 г.

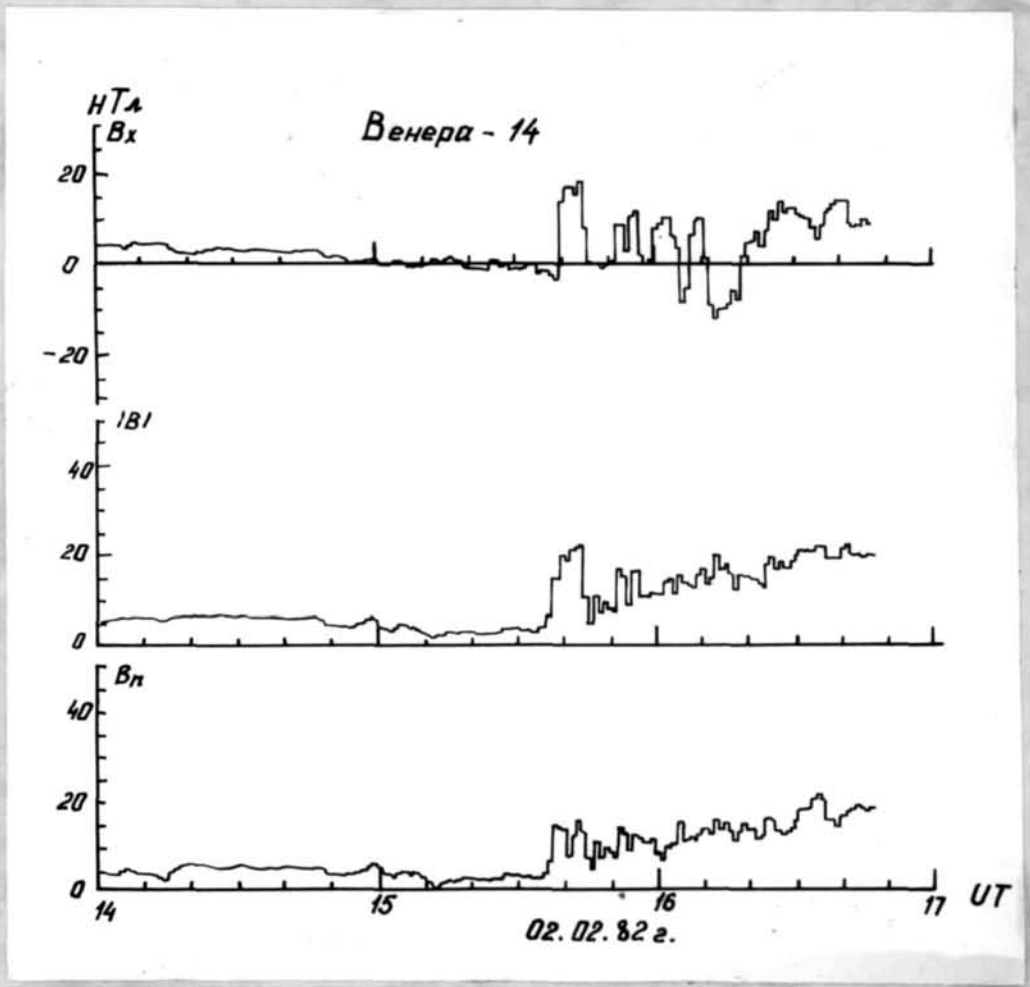


Рис. 9. Временные профили X-компоненты, модуля и поперечной компоненты ММП в период прохождения фронта межпланетной ударной волны в 1535 UT 2 февраля 1982 г.

ности: X-компоненты, модуля поля и поперечной компоненты ММП (в солнечно-эклиптической системе координат) за период с I400 UT до I640 UT 02.02.82 г. по результатам измерений на АМС "Венера-I3", "Венера-I4".

Фронт межпланетной ударной волны АМС "Венера-I3" и "Венера-I4" переселки 2 февраля I982 г. в I523 UT и I535 UT соответственно.

На рис.I0 и II показаны данные измерений характеристик ММП на АМС "Венера-I3" и "Венера-I4" за период с 2 по 3 февраля I982 г. В верхней части рисунков представлены результаты динамического анализа поперечной R компоненты ММП. По вертикальной оси отложены наблюдаемые периоды колебаний, по горизонтальной - текущее время. На рисунках более плотной штриховке соответствует большая амплитуда флуктуаций R -компоненты. Ниже показаны абсолютные значения мощности флуктуаций поперечной компоненты модуля ММП на частоте $I0^{-3}$гц, а также временные профили модуля и продольной x-компоненты ММП. За фронтом ударной волны, в области сжатого солнечного ветра (в ударном слое), т.е. с $\sim$ I530 UT до 2I00 UT наблюдалось резкое увеличение мощности низкочастотной ($\sim I0^{-3} \div I0^{-2}$гц) МГД турбулентности. Начало усиления турбулентности совпадало со скачком магнитного поля на фронте ударной волны (рис.8, рис.9).

Временной масштаб области за фронтом межпланетной ударной волны, возмущенной в ММП, составлял 6-9 часов, пространственный $\sim$ 0,I а.е.

Мощность флуктуаций ММП в ударном слое на частоте $I0^{-3}$гц достигает величины $\sim I0^4$ γ^2/гц и на I,5 порядка превышает

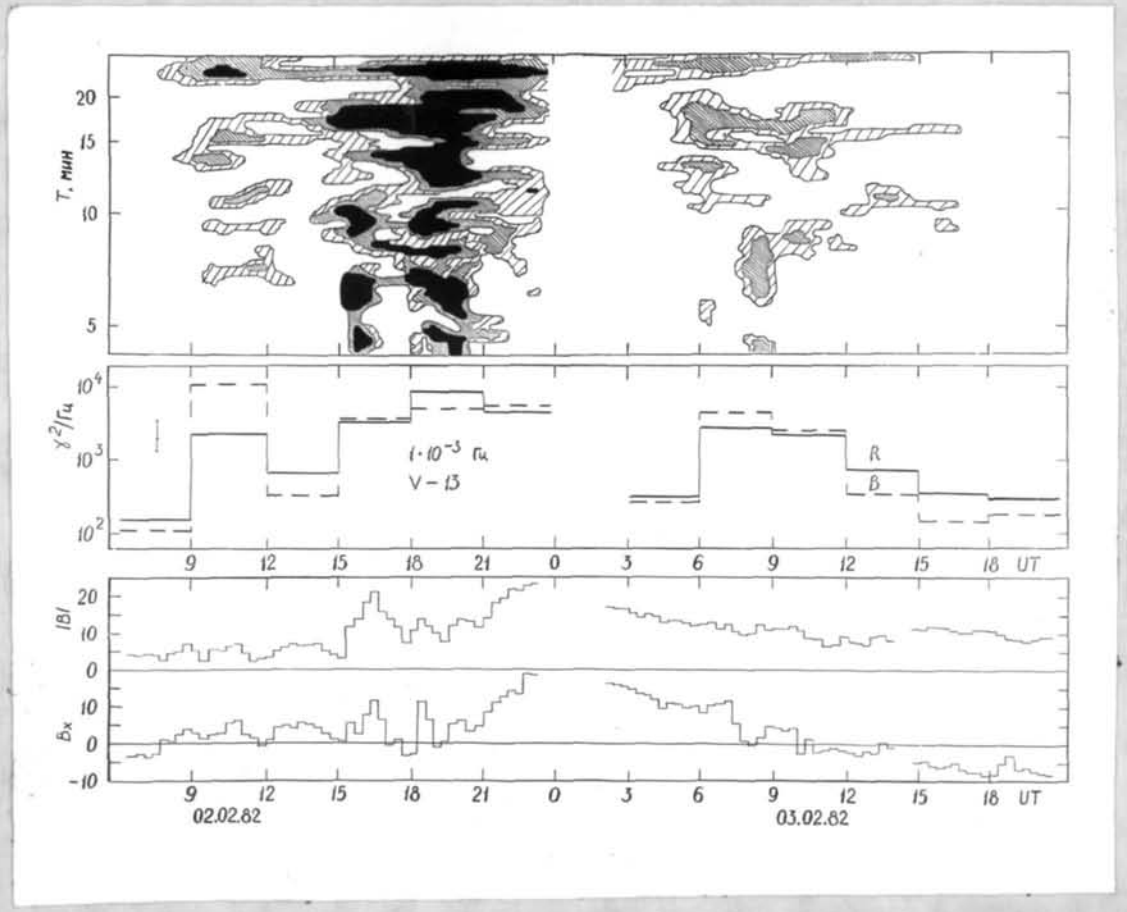


Рис.10. Результаты динамического анализа поперечной R -компоненты ММП, мощности флуктуаций R -компоненты и модуля ММП. Временные профили модуля и X - компоненты ММП по данным АМС "Венера-13" за период с 2 по 3 февраля 1982 г.

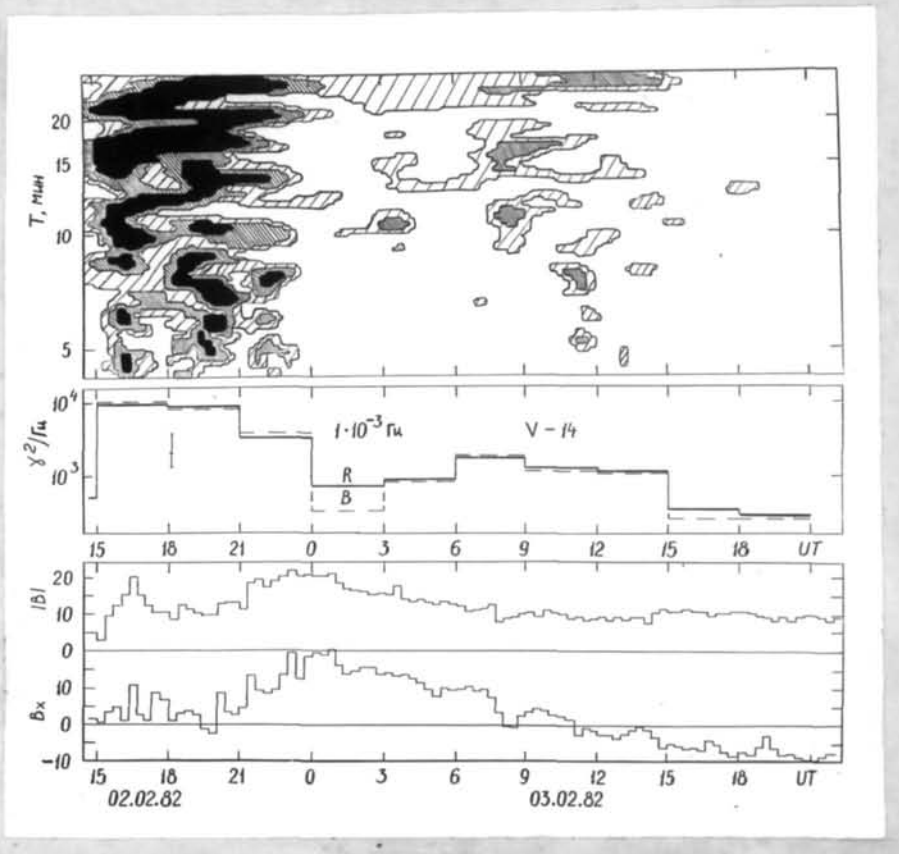


Рис. II. Результат динамического анализа поперечной R - компоненты ММП; мощности флуктуаций R - компоненты и модуля ММП; временные профили модуля B и X - компоненты ММП по данным АМС "Венера-I4" за период с 2 по 3 февраля 1982 г.

мощность флуктуаций поля перед фронтом ударной волны.

За ударным слоем, внутри потока вспышечной плазмы, отмечается резкое понижение низкочастотной МГД турбулентности (рис.10, рис.11, с 0000 UT до 0600 UT 3 февраля 1982 г.).

На рис.12 показаны абсолютные значения спектра мощности флуктуаций продольной X и R - компонент ММП по данным измерений АМС "Венера-14". Спектры получены на трехчасовых временных реализациях.

На рис.12 видно, что за фронтом ударной волны, в области сжатого солнечного ветра, в ударном слое (18^h - 21^h UT, 02.02.82 г.) плотность спектра мощности флуктуаций ММП увеличивается на всех частотах как в X, так и в R - компоненте. Напротив, в потоке вспышечной плазмы (00^h - 0.3^h , 03^h - 06^h UT, 03.02.82 г.) наблюдается быстрый спад мощности флуктуаций ММП (регуляризация поля).

На рис.13 с более высоким частотным разрешением показаны абсолютные значения плотности спектра мощности флуктуаций X-компоненты и модуля ММП. Спектры получены на 12-часовых временных реализациях.

В отличии от спектров, приведенных на рис.12, в спектрах, показанных на рис.13, видна тонкая структура, которая меняется от возмущения к возмущению. Нас же интересуют средние характеристики, повторяющиеся в разных возмущениях одного типа, например, в ударных слоях.

На рис.13 видно, что в среднем мощность флуктуаций X-компоненты и модуля ММП во второй половине 2 февраля 1982 г. на порядок превосходила мощность флуктуаций, которая отмечалась во второй половине 3 февраля 1982 г. (рис.13).

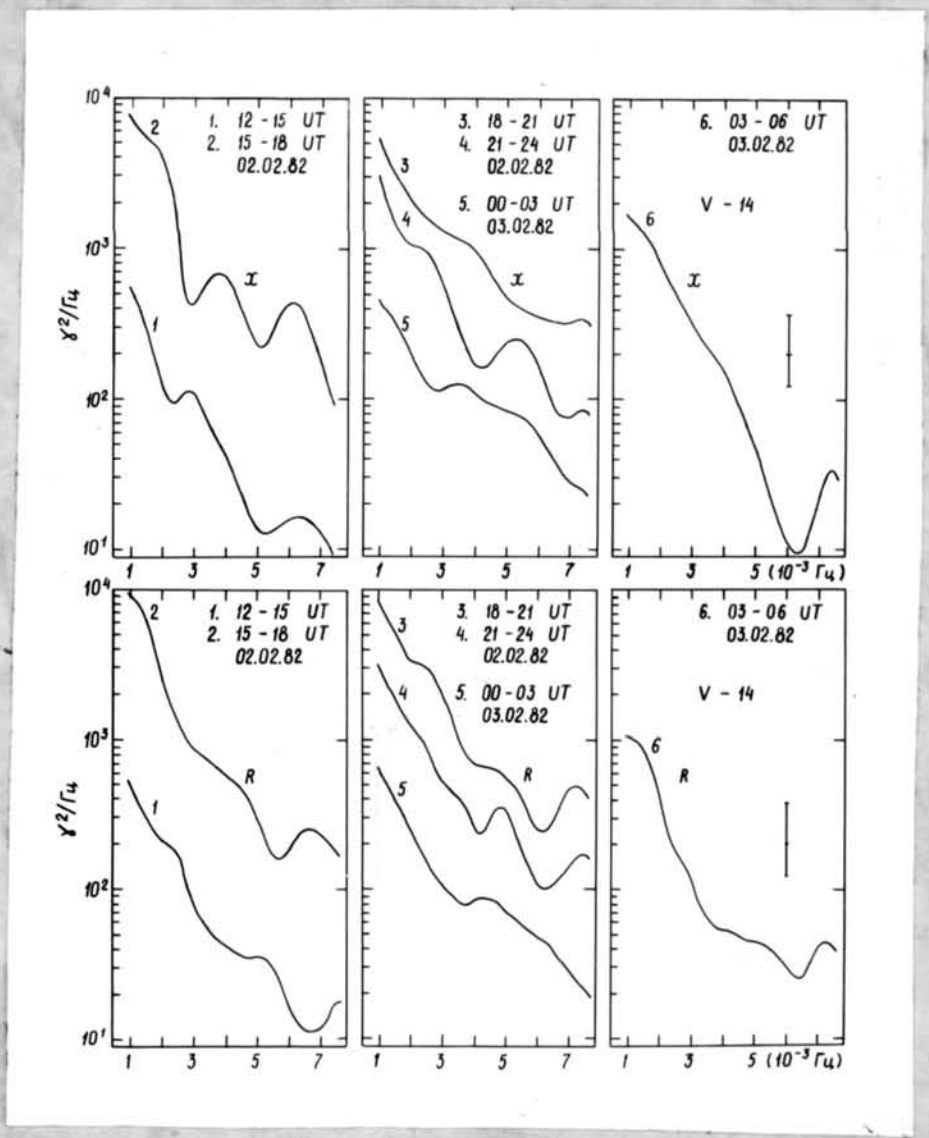


Рис. I2. Спектры мощности флуктуаций X и R - компонент ММП по данным АМС "Венера-I4" за период со 2 по 3 февраля I982 г.

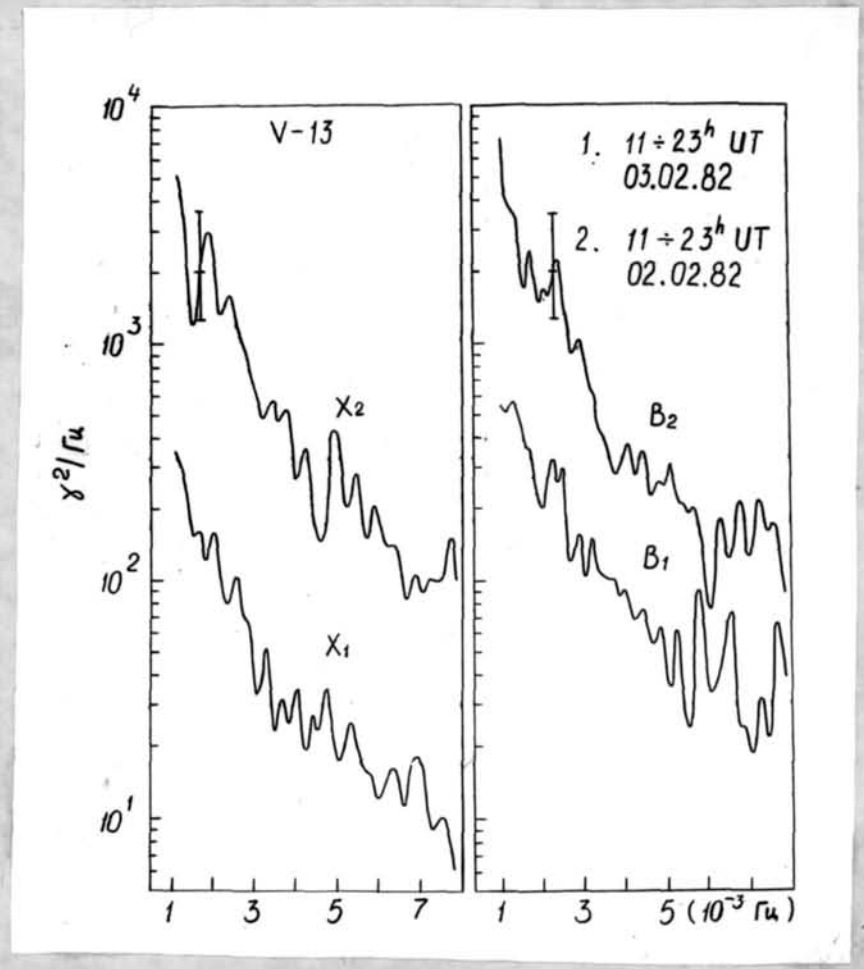


Рис. I3. Спектры мощности флуктуаций X - компоненты и модуля ММП по данным АМС "Венера-I3"

Усиление флуктуаций ММП во второй половине 02.02.82 г. обусловлено межпланетной ударной волной, фронт которой отмечался на АМС "Венера-I3" в I523 UT (рис.8).

Сложная структура возмущения ММП в межпланетной среде наблюдалась в конце января I982 г. На рис.I4 и I5 приведены характеристики ММП по измерениям на АМС "Венера-I4" за период с 28 по 3I января. В верхней части рис.I4, I5 представлены результаты динамического анализа поперечной компоненты ММП, ниже приведены абсолютные значения мощности флуктуации поперечной - R и продольной - X компонент ММП на частоте $I0^{-3}$ Гц, временные профили X-компоненты, модуля B ММП и значений интенсивности потоков протонов "P1" с энергией I,4 - 3,0 МэВ, "P2" с энергией 20 - 40 МэВ. Усиления флуктуаций ММП в I900 UT 29.0I.82 г. и в I500 UT 30.0I.82 г. совпадают с увеличением скорости плазмы солнечного ветра ($V \sim 600$ км/с). Не исключено, что часть потока протонов с энергией I,4 - 3,0 МэВ, наблюдавшихся 30.0I.82 г., обусловлена их ускорением МГД турбулентности [79], большие градиенты потока протонов с энергией 20-40 МэВ на границе с возмущенной областью ($0I^h$, 3I.0I. 82 г.) могут указывать на резкое уменьшение значений коэффициентов диффузии частиц в ней [76]. Наблюдаемое возрастание интенсивности солнечных космических лучей 3I.0I.82 г. вызвано вспышечной деятельностью активной области Mc Math I8I76 на Солнце. Частотные спектры мощности флуктуаций поперечной R -компоненты ММП, полученные на трехчасовых временных реализациях за периоды: С I2 до I5 часов, с 2I до 24 часов 29 января; с 06 до 09 часов, с I5 до I8 часов 30 января; с 03 до 06 часов 3I января I982 г., показаны на рис.I6. На

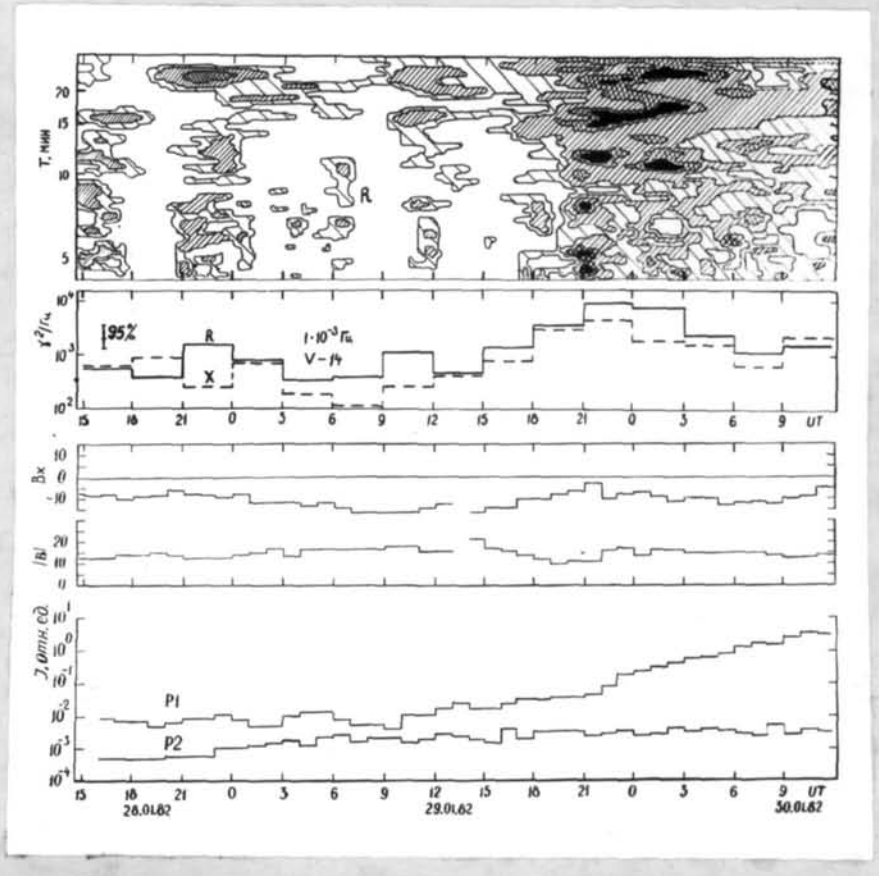


Рис. I4. Результат динамического анализа поперечной компоненты ММП; Мощность флуктуаций продольной и поперечной компоненты ММП. Временные профили: X - компоненты, модуля поля B и потоков протонов СКЛ (P1=1,4-3 МэВ, P2=20-40 МэВ) по данным АМС "Венера-I4" за период с 28 по 30 января 1982 г.

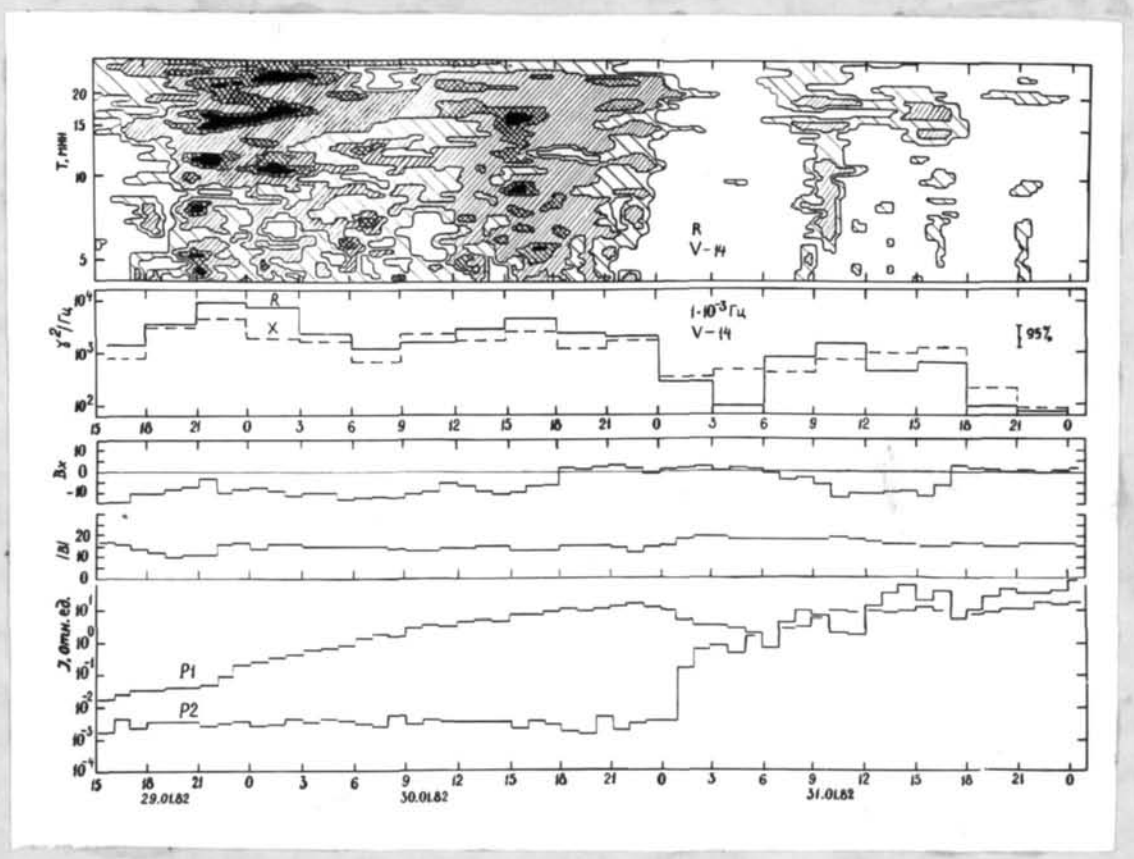


Рис.15. Результат динамического анализа поперечной компоненты ММП. Мощность флуктуаций продольной и поперечной компоненты ММП. Временные профили: X-компоненты, модуля поля B и потоков протонов СКЛ (P1 = 1,4-3 МэВ, P2 = 20-40 МэВ) по данным АМС "Венера-14" за период с 29 по 31 января 1982 г.

рис.17 приведены спектры мощности флуктуаций X и R - компонент и модуля B ММП, с 02^h - 14^hUT 29.01.82 г., с 14^h - 02^h 30.01.82 г. по данным измерений АМС "Венера-13". На рис. 17 видно, что плотность спектра мощности ММП во второй половине 30.01.82 г. на порядок была выше, чем в первой половине 29.01.82 г., в период, когда наблюдался относительно спокойный солнечный ветер.

Результаты динамического анализа поперечной R -компоненты ММП вблизи фронта межпланетной ударной волны, наблюдавшегося около 1700UT (АМС "Венера-14") 4 февраля 1982 г., показаны в верхней части рис.18, ниже приведены абсолютные значения мощности флуктуаций R -компоненты и модуля B на частоте 10^{-3} гц, а также значения X-компоненты и модуля B ММП.

На рис.19 показаны абсолютные значения спектров мощности X и R компонент ММП за вторую половину 04.02.82 г., полученные на трехчасовых временных реализациях.

На рис.18 и 19 видно, что максимальное значение мощности флуктуаций ММП наблюдается за фронтом ударной волны в ударном слое (18^h - 21^hUT 04.02.82 г.). Мощность флуктуаций ММП за фронтом более чем на порядок превосходила мощность флуктуаций перед фронтом.

На рис.20 приведены результаты динамического анализа поперечной компоненты ММП, абсолютные значения мощности флуктуаций R компоненты и модуля B ММП на частоте 10^{-3} гц, временные профили модуля B и X-компоненты ММП за период с 0200 07.02.82 г. по 0300UT 08.02.82 г. Фронт ударной волны отмечался в 0948UT на АМС "Венера-13" и 1010 UT на АМС "Венера-14".

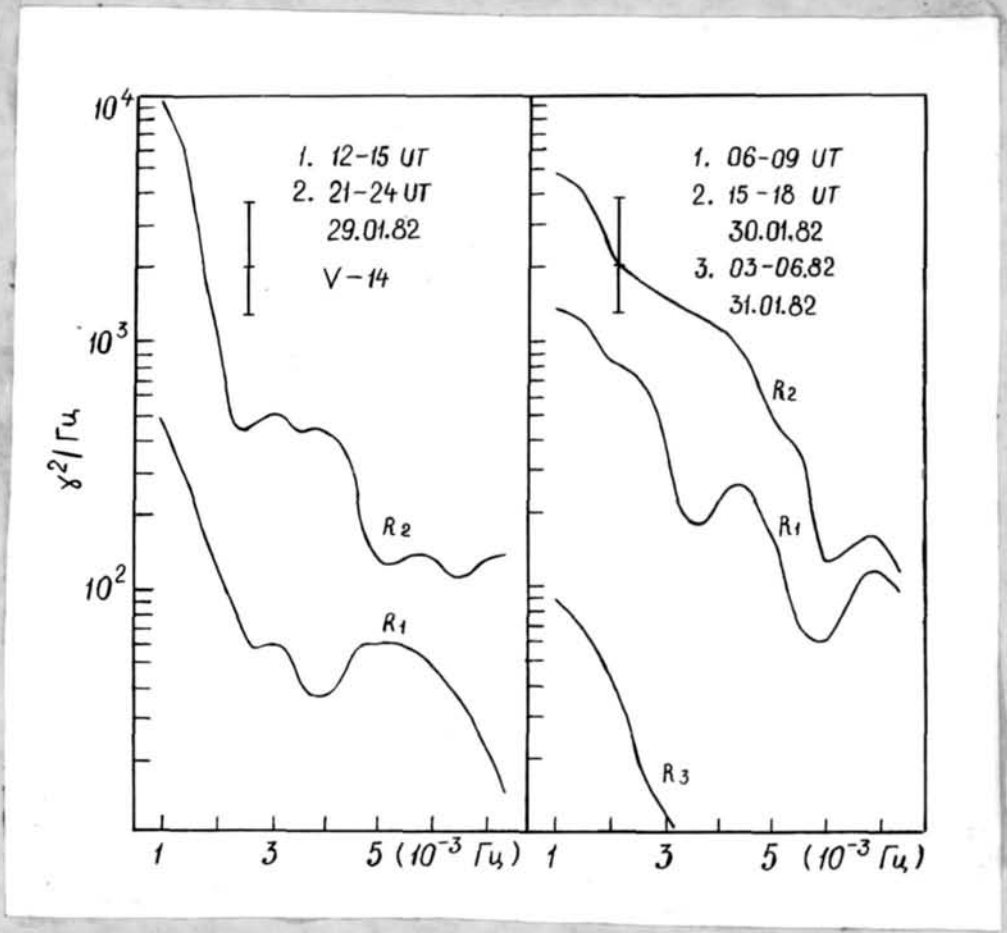


Рис.16. Спектры мощности флуктуаций R -компоненты ММП по данным АМС "Венера-14" в период 29-31 января 1982 г.

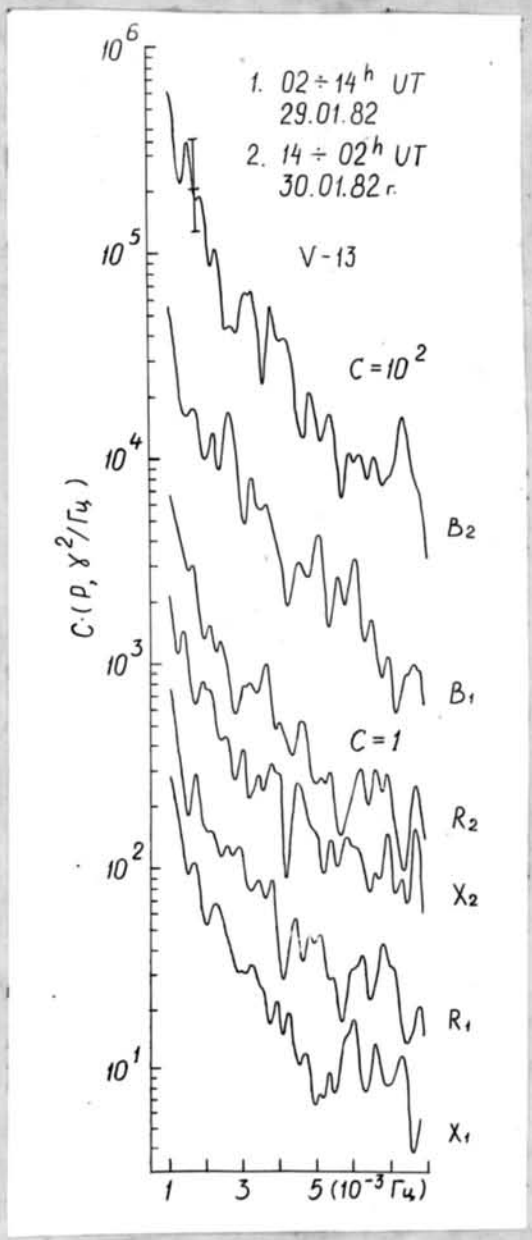


Рис. I7. Спектр мощности флуктуаций X, R - компонент и модуля ММП по данным АМС "Венера-I3" в период 29-30 января I982 г.

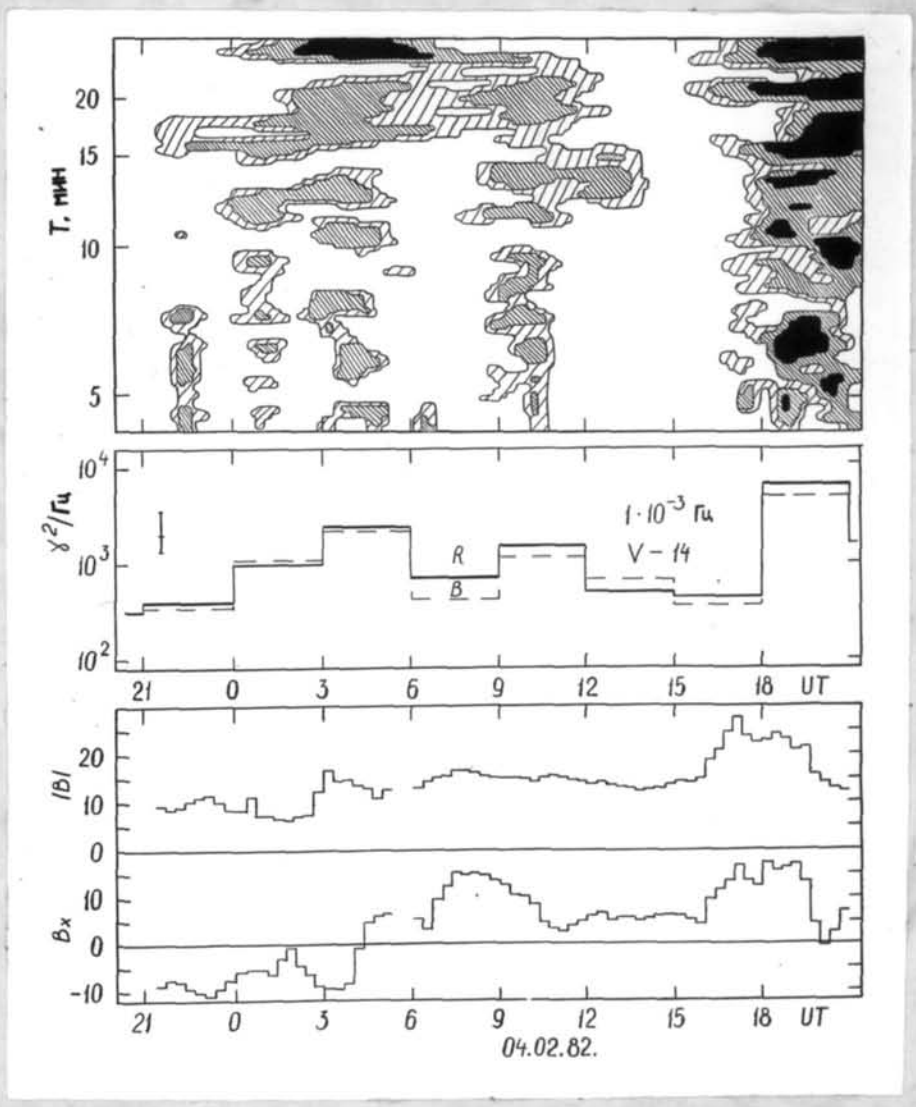


Рис.I8. Результат динамического анализа R -компоненты ММП. Мощность флуктуаций R -компоненты и модуля ММП. Временные профили модуля и X-компоненты ММП за 4 февраля I982 г.

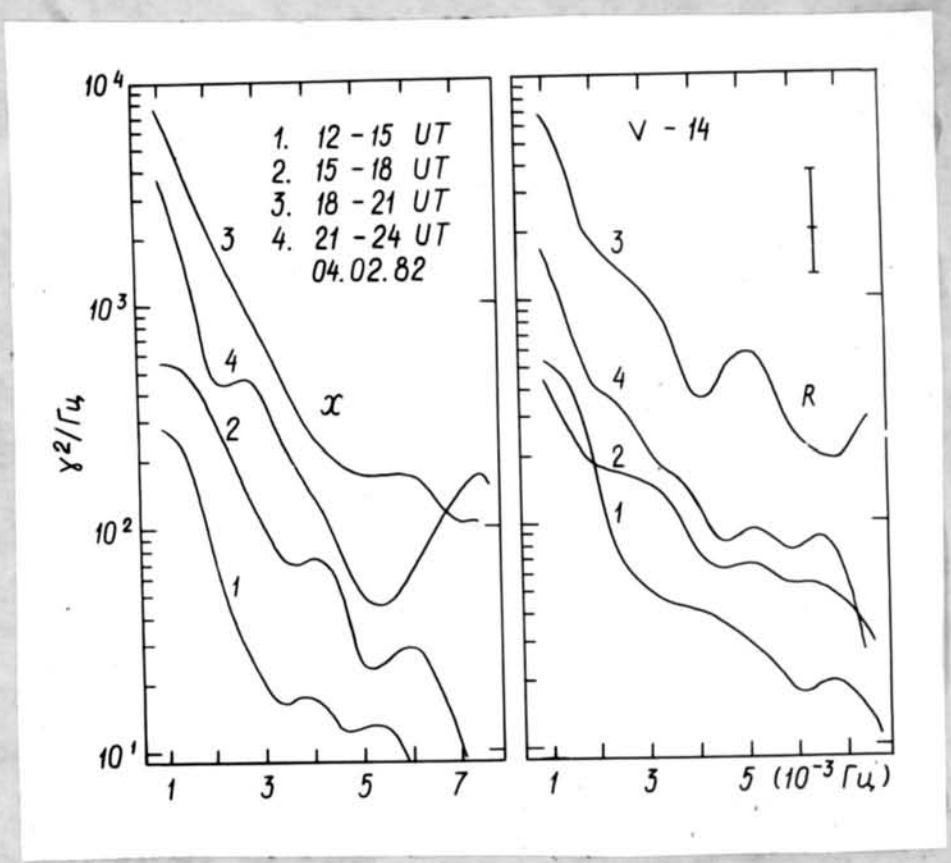


Рис. I9. Спектры мощности флуктуаций X и R - компонент ММП по данным АМС "Венера-I4" за 4 февраля I982 г.

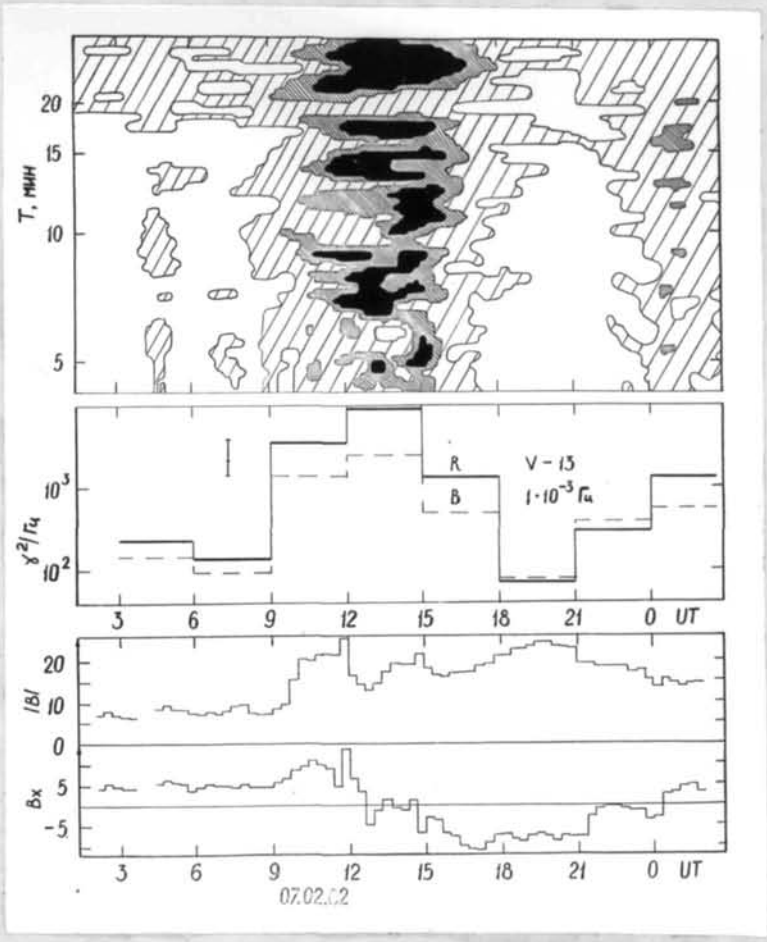


Рис.20. Результат динамического анализа R - компоненты ММП. Мощности флуктуаций R - компоненты и модуля ММП. Временные профили модуля и X - компоненты ММП за 7 февраля 1982 г.

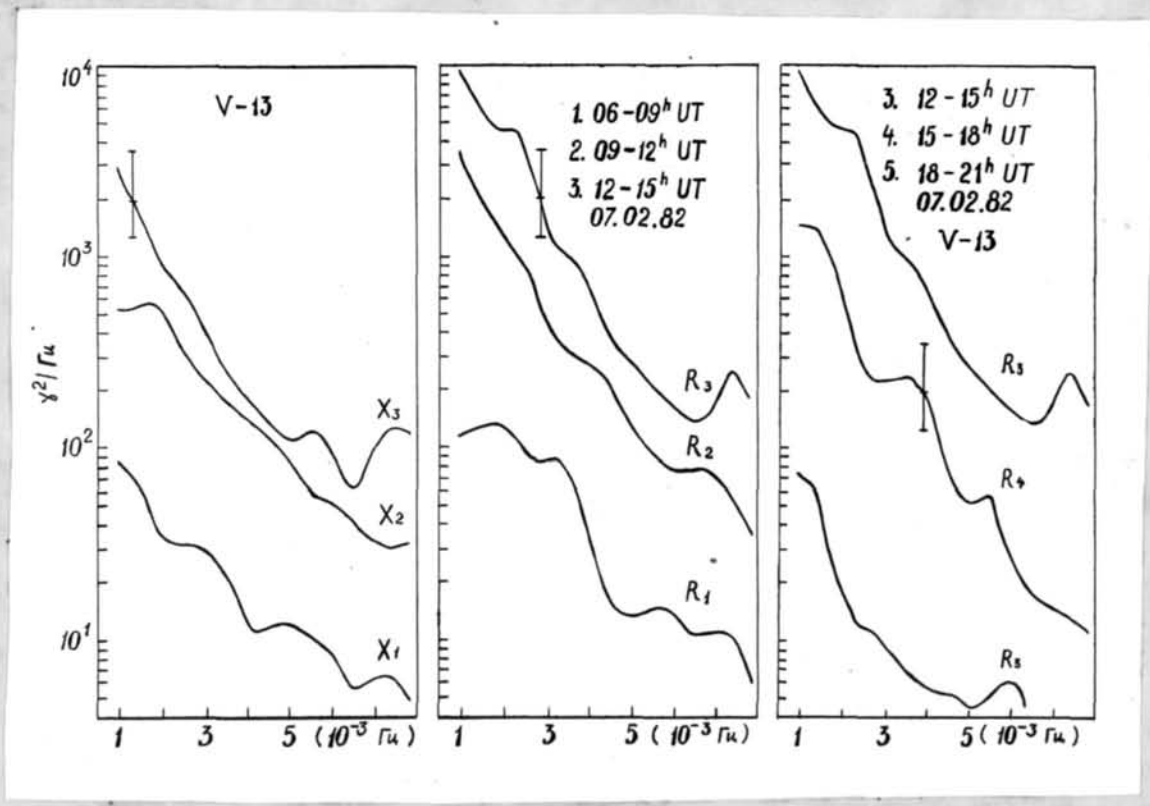


Рис.2I. Спектры мощности флуктуаций X и R -компонент ММП по данным АМС "Венера-I3" за 7 февраля I982г.

Минимум мощности флуктуаций ММП наблюдался в потоке вспышечной плазмы на расстоянии ~ 0.I5 а.е. от ударного фронта. Максимум мощности флуктуаций ММП наблюдался в области сжатого солнечного ветра, в ударном слое. Мощность флуктуаций ММП в ударном слое около I00 раз превосходила мощность флуктуаций перед ударной волной.

Абсолютные значения плотности спектров мощности флуктуаций X и R компонент ММП за этот период представлены на рис.2I.

3.4. Спектрально-временные характеристики магнитного поля вблизи границ силовых трубок ММП

Солнечный ветер, не содержащий крупномасштабных возмущений типа ударных волн, мощных высокоскоростных потоков плазмы, можно условно назвать спокойным. Однако, в таком спокойном солнечном ветре всегда присутствуют стационарные МГД разрывы, мелкомасштабные неоднородности скорости, плотности, температуры плазмы, напряженности магнитного поля. По данным динамического анализа, магнитное поле спокойного солнечного ветра структурировано с характерным масштабом ~ 0.04 а.е. Для оценки этого среднего пространственного масштаба неоднородности ММП использовались данные двух АМС "Венера", полученные за период ~ 300 часов.

Квазипериодические ($T \sim$ 4 часов) усиления и ослабления мощности флуктуаций ММП наблюдались во всех исследуемых периодах. Так, регулярное усиление и ослабление мощности флуктуаций ММП практически на всех наблюдаемых частотах отмеча-

лось, например, с 1800 UT 7 декабря по 1500 UT 8 декабря 1981 г. (рис.22), а также 28 января и в первой половине 29 января 1982 г. (рис.14), 31 января 1982 г. (рис.15).

При этом значение мощности флуктуаций поперечной компоненты ММП на частоте 10^{-3} Гц изменялось в пределах от $\sim 10^{-2}$ γ^2/Гц до $\sim 10^{3}$ γ^2/Гц.

Наблюдаемые квазипериодические изменения мощности флуктуаций ММП связаны с коротирующими стационарными МГД разрывами, разделяющими отдельные силовые трубки ММП. Таким образом, неоднородности в межпланетной среде расположены не равномерно, а группируются вблизи "стеночек" (стационарных МГД разрывов), вытянутых по спирали от Солнца на периферию и участвующих в коротации. Этот экспериментальный факт необходимо учитывать в моделях распространения солнечных космических лучей и в моделях, описывающих ускорение частиц перед фронтами межпланетных ударных волн.

В системе отсчета квазиперпендикулярных межпланетных ударных волн должно наблюдаться непрерывное натекание на фронт ударной волны полупрозрачных (для заряженных частиц) "стеночек", с повышенной мощностью флуктуаций ММП, что приведет к ускорению частиц, захваченных между очередной "стеночкой" и фронтом.

Кроме усиления мощности флуктуаций ММП на границах силовых магнитных трубок, нами наблюдалось усиление мощности флуктуаций ММП на МГД разрывах, разделяющих поля противоположного знака, например, в 0900 UT 3 февраля 1982 г. (рис. 10).

Результаты исследований флуктуаций потока заряженных

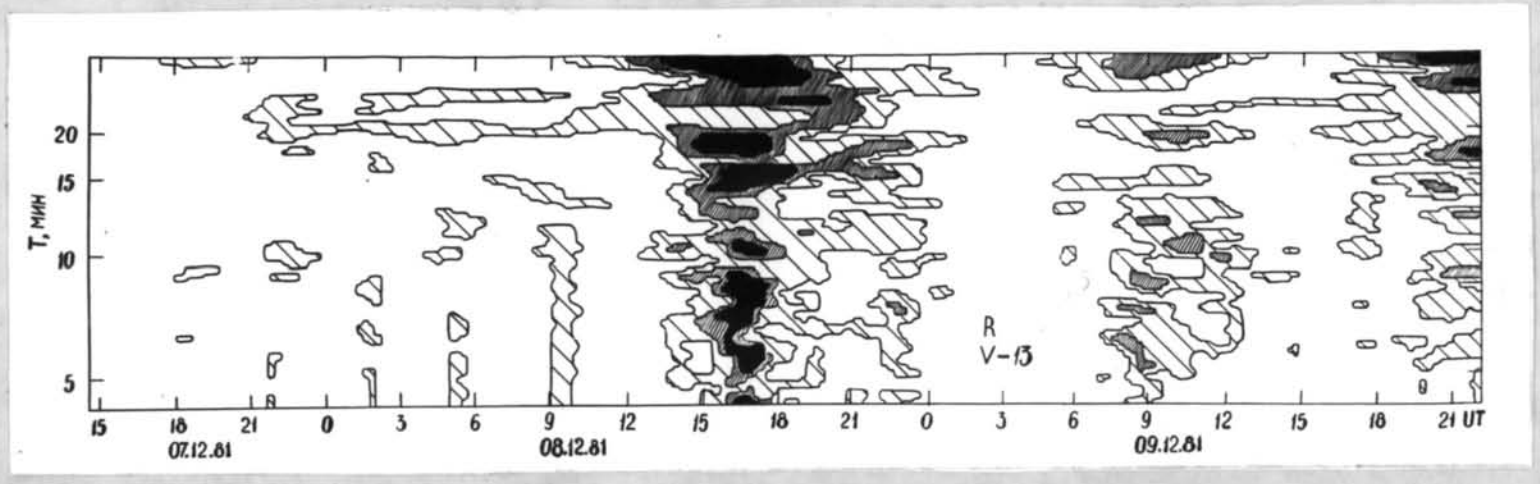


Рис.22. Результаты динамического анализа поперечной компоненты ММП по данным АМС "Венера-13", в период с 7 по 9 декабря 1981 г.

частиц и магнитного поля в области смены знака ММП приведены в работах [169,170].

3.5. Среднестатистические характеристики спектров мощности флуктуаций межпланетного магнитного поля

Для выявления средних характеристик в поведении спектров мощности флуктуаций ММП вблизи крупномасштабных возмущений солнечного ветра было проведено усреднение плотности спектра мощности флуктуаций ММП, полученных на трехчасовых временных интервалах для различных структурных областей межпланетного пространства.

При оценке средних значений мощности флуктуаций ММП в спокойном солнечном ветре и вблизи стационарных МГД разрывов использовались данные за интервалы суммарной продолжительностью ~ 300 часов, при оценке мощности флуктуаций ММП в ударном слое и в потоке вспышечной плазмы использовались данные десяти межпланетных ударных волн, зарегистрированных на обоих АМС.

Моменты регистрации на АМС "Венера-13" прохождения фронтов ударных волн приведены в табл.2.

После усреднения, плотность спектра мощности флуктуаций аппроксимировалась степенной функцией $P(\gamma^2/\text{гц}) = C f^{-n}$, где f - частота, а C и n - параметры, которые для поперечной компоненты ММП имели значения:

I - за фронтом ударной волны, в ударном слое

$$C = 9\ 10^{-3},\quad n = 2;$$

Таблица 2

Моменты регистрации на АМС "Венера-I3"
фронтов межпланетных ударных волн

Год	I98I				I982					
месяц	ноябрь		декабрь		ф е в р а л ь					
число	25	8	I2	29	I	2	2	4	7	I0
время	0205	I342	03I3	0344	09I2[x]	0I24[xx]	I523	I637	0948	I754

[x] момент регистрации на АМС "Венера-I4".

[xx] обратная ударная волна

2 - вблизи стационарных МГД разрывов, разделяющих отдельные силовые трубки ММП

$C = 4\ 10^{-3}$, $n = 1{,}8$;

3 - в спокойном солнечном ветре

$C = 5{,}6\ 10^{-3}$, $n = 1{,}65$;

4 - в потоке вспышечной плазмы

$C = 1{,}5\ 10^{-2}$, $n = 1{,}4$.

Сопоставление спектров приведено на рис.23. Наибольшая плотность спектра мощности флуктуаций наблюдается за фронтами межпланетных ударных волн, в областях сжатого солнечного ветра, тогда как в потоках вспышечной плазмы наблюдается регуляризация поля.

3.6. Обсуждение результатов

Исследование магнитогидродинамической турбулентности в диапазоне частот $\sim 10^{-3} - 10^{-2}$ Гц проводилось по данным измерений на двух космических аппаратах "Венера-13" и "Венера-14".

Квазипериодические изменения мощности флуктуаций в спокойном солнечном ветре отмечались на космических аппаратах в течении всего периода наблюдений, при этом средний пространственный масштаб, соответствующий периоду изменения мощности флуктуаций, составлял величину $\sim 0{.}04$ а.е.

Наблюдаемые нами изменения мощности флуктуаций ММП с периодом ~ 4 часов обусловлены стационарными МГД разрывами в солнечном ветре, разделяющими отдельные силовые трубки ММП.

При исследовании степени возмущенности ММП в рассмотрен-

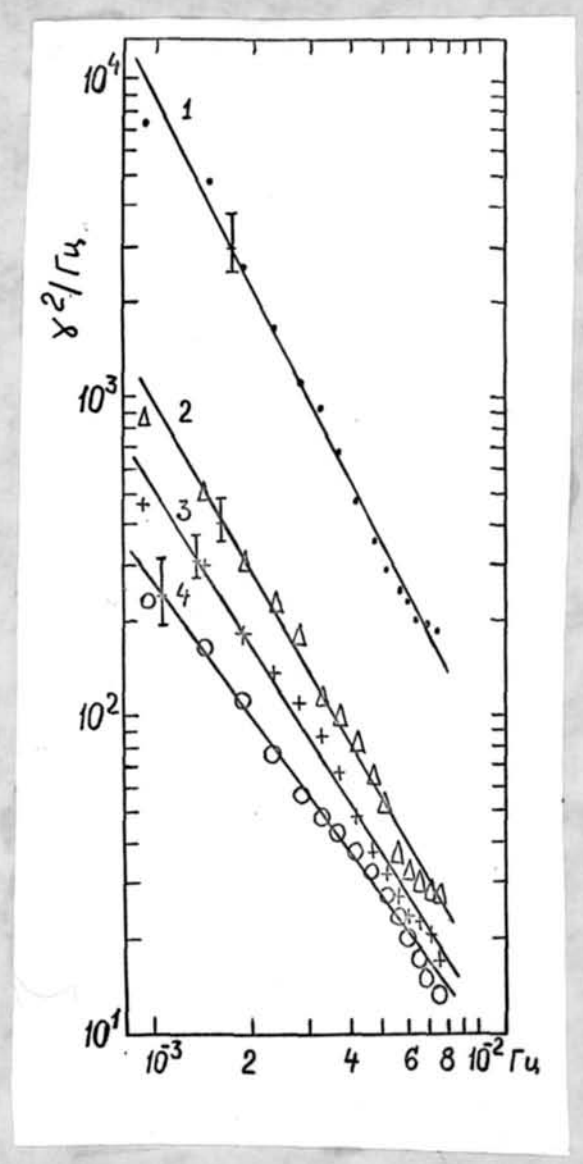


Рис.23. Плотности спектра мощности флуктуаций поперечной компоненты ММП

I – в ударном слое
2 – на стационарных МГД разрывах
3 – в спокойном солнечном ветре
4 – в потоке вспышечной плазмы

ных нами 10 межпланетных ударных волн, зарегистрированных на обоих космических аппаратах, выявлены характеристики, являющиеся общими для всех наблюдаемых событий.

Непосредственно за фронтом межпланетной ударной волны (в ударном слое) происходит резкое усиление низкочастотной МГД турбулентности. Начало усиления турбулентности совпадает со скачком магнитного поля на фронте.

В ударном слое мощность флуктуаций ММП на частоте 10^{-3} достигает величины $\sim 10^4\ \gamma^2$ /гц. При переходе от ударного слоя к потоку вспышечной плазмы отмечается резкое уменьшение мощности флуктуаций ММП.

В потоке вспышечной плазмы наблюдается магнитное поле, более регулярное, чем в спокойном солнечном ветре (рис.23).

Наш вывод о регуляризации магнитного поля в потоке вспышечной плазмы согласуется с результатами исследований параметров распространения космических лучей за нестационарными крупномасштабными возмущениями солнечного ветра [80-82].

Частицы солнечных космических лучей, распространяющихся в период восстановления Форбуша, обычно имеют более жесткий энергетический спектр и большие коэффициенты диффузии, последнее согласуется с представлениями о том, что они распространяются в более регулярном магнитном поле [76].

Для нас особый интерес представляет область сжатого солнечного ветра в головной части высокоскоростного потока. Поскольку она является наиболее возмущенной в частотном спектре флуктуаций ММП, то следует ожидать, что эта область будет и наиболее геоэффективной, последнее согласуется с результатами, опубликованными в работах [83,84].

Известно, что ММП контролируют динамику частиц в магнитосфере Земли, геомагнитную активность, ионосферные возмущения [85,88]. Флуктуации ММП оказывают влияние на динамику потоков заряженных частиц как непосредственно усиливая диффузию частиц поперек магнитного поля [86,89], так и опосредованно, через магнитосферо-ионосферные токовые системы [90].

3.7. Выводы

I. Сделаны оценки мощности низкочастотной ($\sim 10^{-3} \div 10^{-2}$ гц) магнитной турбулентности:

а) в отдельных структурных элементах межпланетной ударной волны (в ударном слое, в потоке вспышечной плазмы);

б) вблизи стационарных МГД разрывов, разделяющих отдельные силовые трубки ММП.

Проведено сопоставление оценок мощности магнитной турбулентности, полученных для различных областей межпланетного пространства.

Показано, что в степенном представлении плотность спектра мощности флуктуаций поперечной компоненты ММП ($P(\gamma^2/\text{гц}) = C \cdot f^{-n}$) характеризуется следующими параметрами:

а) в ударном слое

$C = 9\ 10^{-3}$, $n = 2$;

б) вблизи стационарных МГД разрывов в солнечном ветре

$C = 4\ 10^{-3}$, $n = 1{,}8$;

в) в спокойном солнечном ветре

$C = 5{,}6\ 10^{-3}$, $n = 1{,}65$;

г) в потоке вспышечной плазмы

$C = 1{,}5\ 10^{-2}$, $n = 1{,}4$.

2. Обнаружено резкое увеличение мощности низкочастотной МГД турбулентности в ударном слое, абсолютное значение мощности флуктуаций ММП на I ÷ 2 порядка превосходит мощность флуктуаций перед фронтом и на частоте 10^{-3} гц может достигать величины $\sim 10^{4}\ \gamma^{2}$/гц.

Усиление турбулентности совпадает со скачком магнитного поля на фронте межпланетной ударной волны.

Обнаружено резкое уменьшение мощности низкочастотных флуктуаций ММП при переходе от ударного слоя к потоку вспышечной плазмы.

Показано, что магнитное поле в потоке вспышечной плазмы более регулярно, чем в спокойном солнечном ветре.

4. ДИНАМИКА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ВНЕШНЕГО РАДИАЦИОННОГО ПОЯСА

4.I. Современное состояние вопроса

Многочисленные экспериментальные и теоретические исследования выявили ряд важных закономерностей в распределении потоков частиц в магнитосфере Земли в различные периоды геомагнитной активности [I-I4]. Было обнаружено, что в области замкнутых силовых линий геомагнитного поля плазма является существенно двухкомпонентной, т.е. состоит из высокотемпературной и холодной фракции. Формирование основной массы (I кэВ $\leqslant E \leqslant$ I00 кэВ) высокотемпературной фракции плазмы происходит при суббуревых процессах. Таким образом, оказалось, что магнитосфера является, с одной стороны, экраном, предохраняющим атмосферу Земли от проникновения в нее энергичных заряженных частиц, а, с другой стороны, сама является резервуаром и даже источником таких частиц.

В магнитосфере принято выделять два радиационных пояса электронов. Структуру внешнего пояса электронов с энергиями в сотни кэВ и больше, периоды азимутального дрейфа которых меньше I часа, обычно описывают, используя теорию диффузии под действием внезапных электромагнитных импульсов или электромагнитных колебаний, частоты которых сравнимы с частотами дрейфа.

Поведение частиц, периоды дрейфа которых больше I часа, в основном, определяется электрическими полями суббурь [5-7]. В процессе исследования было установлено, что потоки энергичных электронов во внешнем радиационном поясе Земли (РПЗ) отличаются от потоков электронов внутреннего пояса более высо-

кой динамичностью [I-5].

Динамика электронов во внешнем РПЗ в значительной степени определяется характеристиками солнечного ветра, набегающего на геомагнитосферу. В работах [93-94] показано, что резкое сжатие магнитосферы, вызванное приходом ударной волны или тангенциального разрыва в солнечном ветре, может привести к развитию циклотронной неустойчивости [95-97]. Возникающая при этом на волнах ОНЧ диапазона диффузия захваченных электронов по питч-углам считается наиболее вероятной причиной высыпания энергичных электронов в ионосферу во время внезапных начал (SSC) мировых геомагнитных бурь [98].

Из экспериментальных данных следует, что во внешнем РПЗ в магнито-возмущенные периоды, в особенности при сильных магнитных бурях, наблюдаются существенные изменения в распределении частиц.

Как правило, после внезапного начала магнитной бури весь пояс электронов средних энергий перемещается на более внутренние L -оболочки (L - параметр Мак Илвейна). Это явление носит необратимый характер. Такой сброс частиц на более внутренние L -оболочки обычно называют "быстрой диффузией" [99]. Скорость "быстрой диффузии" приблизительно на порядок больше скорости диффузии, наблюдаемой в магнитоспокойное время ($\sum K_p < 15$) [I0].

В дальнейшем, при переходе от начальной фазы бури к главной, происходит резкое падение интенсивности энергичных электронов ($E_e \geqslant 0{,}15$ МэВ) [I0,99], причем падение интенсивности сильнее на больших L -оболочках и для более энергичных частиц.

После достижения максимума главной фазы бури в радиационном поясе быстро (менее чем за 3 часа) нарастает поток электронов с энергией $E_e \geqslant 40$ кэВ [IOO]. Дифференциальный спектр электронов в этот период смягчается и в диапазоне энергий 0,I - 2 МэВ может быть представлен степенной функцией $J \sim E^{-\gamma}$, где $\gamma \sim 4$ (по измерениям на $L \sim 6{,}6$ [I6]). Затем отмечается нарастание потока релятивистских электронов с энергией $E_e \geqslant 0{,}5$ МэВ, максимум этого потока достигается спустя 2-4 суток с момента начала геомагнитной бури [I6]. При этом на орбите геостационарного спутника для электронов с E_e= 0,I--2 МэВ дифференциальный энергетический спектр $J \sim E^{-\gamma}$ ужесточается ($\gamma \sim 2$, [I6]).

Тот факт, что поведение малоэнергичных и высокоэнергичных электронов во внешнем РПЗ различно, указывает на различные механизмы их генерации. Поведение малоэнергичных частиц хорошо описывается моделью, согласно которой их ускорение происходит в электрических полях суббури. Однако, имеющиеся модельные представления о динамике релятивистских электронов не удается полностью согласовать с экспериментальными данными.

Проблему представляет вопрос о происхождении наблюдаемых возрастаний интенсивности потока релятивистских электронов во внешнем РПЗ спустя несколько суток с момента начала геомагнитной бури.

4.I.I. Квазипериодические движения частиц в геомагнитном поле

Известно, что Земля обладает магнитным полем, суммарная энергия которого над ней $\sim 9\ I0^{I7}$ Дж, и дипольным моментом $8.06\ I0^{25}$ гс.см^3 [I0I]. Конфигурация поля такова, что для за-

ряженных частиц она представляет естественную магнитную ловушку с диаметром в плоскости геомагнитного экватора около $20 R_E$ (R_E - радиус Земли).

На магнитном экваторе поле убывает как $B_э \sim 0{,}312/L^3$ Гс, где L - параметр Мак-Илвейна. Уравнение силовой линии поля до высот менее 6 R_E можно записать в виде: $R/R_э = \cos^2\lambda$, где $R_э$ - расстояние до силовой линии на геомагнитном экваторе, R - расстояние до силовой линии на геомагнитной широте λ.

Заряженная частица, влетая в магнитное поле, согласно принципу Ле-Шателье, начинает двигаться так, чтобы частично компенсировать внешнее поле, вызывающее ее отклонение. Поскольку электроны и протоны имеют заряды разного знака, то они вращаются вокруг силовых линий и дрейфуют вокруг Земли в противоположных направлениях. Квазипериодические движения частиц в магнитном поле можно разложить на три компоненты: вращение вокруг силовой линии (ларморовское вращение), колебания между точками отражения (баунс колебания) и дрейф вокруг Земли из-за радиальной неоднородности магнитного поля [9].

Из механики известно, что каждому квазипериодическому движению соответствует адиабатический инвариант, который практически не меняется при возмущениях с временными масштабами, гораздо большими, чем соответствующие периоды.

С ларморовским вращением связан первый инвариант - магнитный момент $\mu = \frac{P_\perp^2}{2mB}$, где m - масса частицы, $P_\perp$ - ее импульс, индексы $\perp$ и $\parallel$ обозначают компоненты векторных величин, нормальные и параллельные геомагнитному полю.

С колебаниями между зеркальными точками связан второй инвариант $J = \oint P_\parallel \, dl$, где интеграл вычисляется между точками отражения вдоль силовой линии, около которой вращает-

ся частица.

С дрейфом частиц вокруг Земли связан третий инвариант Φ, который равен магнитному потоку, охваченному дрейфовой орбитой, причем $\Phi \sim L^{-1}$ для дипольного поля. Питч-угол частицы $\alpha = \operatorname{arctg} \frac{V_\perp}{V_{11}}$. При средних питч-углах можно использовать для оценок следующие соотношения [5]

$$T_\Lambda = 3.6 \cdot 10^{-2} (1+\varepsilon) \frac{1}{B}, \quad \text{с.};$$

$$\rho_\Lambda = \frac{17 \cdot 10^2}{B} \sqrt{\varepsilon^2 + 2\varepsilon} \cdot \sin\alpha, \quad \text{км};$$

$$T_\delta = 6.3 \cdot 10^{-2} L/\beta, \quad \text{с.};$$

$$T_d = \begin{cases} \frac{44}{LE_K}, & \text{мин} \quad (E_K \ll mc^2); \\ \frac{22}{LE_K}, & \text{мин} \quad (E_K \gg mc^2). \end{cases}$$

Здесь T_Λ - период вращения электронов вокруг силовой линии; ρ_Λ - радиус вращения; T_δ - баунс период; T_d - период дрейфа электронов вокруг Земли; B - напряженность магнитного поля в гаммах; $\varepsilon = E_K/E_0$, где E_K - кинетическая энергия в единицах МэВ; $E_0 = 0{,}511$ МэВ; $\beta = V/C$.

Для нерелятивистских частиц имеем [97]:

$\omega_\Lambda \sim 170\ B$ Гц - ларморовская частота

$\Omega \sim \frac{V}{R_E L}$ Гц - баунс частоты

$\omega_d \sim \Omega/\omega_\Lambda$ - частота азимутального дрейфа.

4.I.2. Взаимодействие частиц радиационных поясов с электромагнитными волнами

Столкновение частиц и их взаимодействия с электромагнитными волнами (свистами, черенковским излучением и т.д.) приводит к нарушению адиабатических инвариантов. Обычно отдельные взаимодействия приводят к небольшому возмущению траектории частицы, но в результате большого числа взаимодействий возникает диффузия частиц, по энергии, питч-углу и по пространству.

За границей плазмопаузы, где плотность мала, основной причиной диффузии частиц является их взаимодействие с электромагнитными волнами.

Условие Допплера эффективного взаимодействия между волнами с частотой $\omega_в$ и частицами с ларморовской частотой $\omega_л$ записывается в виде [95-97]:

$$\omega_в - k_{||} v_{||} = n\omega_л \quad , \text{ где } n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$$

где k и v - волновой вектор и скорость частиц. В случае циклотронных резонансов на отдельных гармониках допплер-сдвинутая частота волн равна гармонике ларморовской частоты частицы с определенным $n = \pm 1, \pm 2, \ldots$, для резонанса Ландау ($n = 0$), параллельная фазовая скорость волны равна $v_{||} = \frac{\omega_в}{k_{||}}$. Все резонансы приводят к диффузии частиц в конус потерь, тогда как резонанс Ландау приводит к диффузии только по $v_{||}$, так что диффузия происходит, в основном, по энергии при питч-углах вблизи конуса потерь.

В случае, когда $\omega_в \ll \omega_л$, резонансная параллельная скорость для каждого циклотронного резонанса на гармониках равна $v_{||,n} = n\omega_л / k_{||}$, а для резонанса Ландау $v_{||,0} = (\omega_в / k_{||}) \ll v_{||,n}$.

При распространении волн в обе стороны вдоль силовой линии резонанс для каждой гармоники происходит в интервале значений $V_{\parallel} > V_{\parallel,min}$, для $V_{\parallel}$ меньше минимального значения $V_{\parallel,min}$ циклотронное взаимодействие отсутствует. Последнее не зависит от условия $\omega_B \ll \omega_\Lambda$ [104].

При удалении частиц от экватора по баунс-траектории происходит увеличение питч-угла частицы и уменьшение параллельных скоростей $V_{\parallel,n}$, удовлетворяющих условию резонанса с волнами.

Циклотронный резонанс имеет место для всех параллельных энергий частиц на экваторе $E_{\parallel} = (1/2) m V_{\parallel}^2$, превышающих некоторое минимальное значение $E_{\parallel,min}$, так что диффузия частиц в конус потерь происходит для всех энергий частиц $E > E_{\parallel,min}$. Измерения на спутниках показали, что почти всегда существуют волны типа "вистлеров" (шипения) с центральной частотой около сотен Герц. Эти волны являются одними из основных видов волн в плазмосфере [102,103], они генерируются, как предполагают, электронами радиационных поясов во внешней области плазмосферы [103,104]. Поскольку $V_{\parallel,min}$ увеличивается с уменьшением L-оболочки ($V_{\parallel,min} \sim B^2/N \sim L^{-2}$, для экваториальной электронной плотности плазмы $N \sim L^{-4}$), то циклотронный резонанс для основной части потока электронов происходит во внешней зоне радиационного пояса [104]. Основным же механизмом питч-угловой диффузии во внутреннем поясе является кулоновское столкновение с холодной плазмой.

Распределение по экваториальному питч-углу, полученное на "Эксплорер-45", показывает область перехода от питч-угловой диффузии, определяемой-взаимодействием частиц с волнами

на более высоких L к области, в которой доминируют кулоновские столкновения, на более низких L [II]. Взаимодействие электронов с волнами типа "вистлеров", свистящих-атмосфериков с частотами порядка нескольких сотен Герц, является основной причиной образования зазора между внешними ($L \sim 4 \div 6$) и внутренним ($L \sim 1{,}2 \div 2$) РПЗ.

Расчеты показывают, что в радиационных поясах при не очень больших углах $\varphi < 1$ (φ - угол между волновым вектором k и геомагнитным полем) наиболее важным является циклотронный резонанс с $n = 1$, т.е. $\omega_в - k_{\parallel} V_{\parallel} = \omega_л$ -отвечающий дипольному излучению. При $\varphi = 0$ взаимодействие на других резонансах совсем отсутствует [97].

Особое значение циклотронного резонанса связано с циклотронной неустойчивостью при его выполнении. Дело в том, что плазма с поперечной анизотропией в пространстве скоростей неустойчива относительно возбуждения свистов. Такая анизотропия связана с конусом потерь в пространстве скоростей и со спецификой ускорительных механизмов, действующих в магнитосфере.

Первая работа по циклотронной неустойчивости РПЗ была выполнена Трахтенгерцем [95]. В ней циклотронная неустойчивость была предложена в качестве источника ОНЧ-шумов в магнитосфере ($\omega_в < \omega_л$) и механизма сброса энергичных электронов из РПЗ в ионосферу, эта работа опиралась на основополагающую статью Сагдеева и Шафранова по линейной теории электромагнитной неустойчивости анизотропной плазмы [105].

В работе [108] обсуждается механизм формирования периодических дискретных спектров низкочастотных излучений, обусловленный нестационарностью функции распределения энергичных

частиц в геомагнитной ловушке. В магнитной ловушке, удерживающей энергичные частицы, столкновениями которых можно пренебречь, нестационарность функции распределения со временем не исчезает, т.е. не достигается равновесного состояния. Характерные частоты, с которыми меняется функция распределения, обусловлены осциляциями частиц между магнитными пробками. Таким образом, с этими же баунс-частотами будет меняться и инкремент неустойчивости, возбуждаемой частицами, что может привести к периодической модуляции энергии генерируемых электромагнитных шумов.

В работе рассмотрены возможные причины появления нестационарных распределений частиц радиационных поясов и на основе количественных моделей обсуждается процесс формирования периодических спектров излучения этих частиц.

Одним из эффективных источников нестационарности служит кратковременная инжекция в область радиационных поясов. Такая инжекция может происходить в ночном секторе магнитосферы в период взрывной фазы магнитосферной суббури. Происходящие при этом процессы имеют малые характерные времена и сопровождаются нарушением у частиц адиабатических инвариантов. Последнее приводит к усилению стока частиц из радиационных поясов в ионосферу и радиальной диффузии частиц в геомагнитном поле.

В работе [108] дано также качественное рассмотрение процесса бесстолкновительного разлета частиц после их инжекции в некоторую область геомагнитосферы.

Между потоками электронов в РПЗ и интенсивностью электромагнитных волн непрерывно устанавливается и нарушается динамическое равновесие, электроны сами формируют рассеивающую их

среду.

По-видимому, наиболее эффективно взаимодействуют с частицами РПЗ волны, которые могут канализироваться магнитным полем, так как они, отражаясь от торцов магнитной ловушки, многократно проходят область РПЗ [97]. Как известно, таким свойством обладают альвеновские и свистовые волны. Для первых $\vec{V}_\beta \parallel \vec{B}$, а у вторых, согласно теореме "Стори", угол между групповой скоростью и магнитным полем не превосходит $19^0 29'$, если частота волн выше нижнегибридной. Альвеновские волны в РПЗ влияют на второй и третий инвариант электронов. Высыпание электронов в конус потерь обычно связывают с изменением первого адиабатического инварианта, поэтому динамику электронов РПЗ в основном контролируют свистовые волны.

Ситуация может измениться для релятивистских электронов, у которых из-за роста массы уменьшается ларморовская частота ($\omega_\Lambda = \frac{eH}{mc}$). На эти частицы могут оказывать существенное влияние и альвеновские волны [97].

Взаимодействие частиц с флуктуациями крупномасштабных электрических полей, с частотами, равными гармоникам дрейфовой частоты, приводит к нарушению третьего инварианта, что и вызывает радиальную диффузию. Низкочастотные флуктуации электрических полей связаны с флуктуациями геомагнитного поля и флуктуациями магнитосферного потенциального электрического поля, для которого $\overline{\nabla} \times \overline{E} = 0$ [106].

Значительную роль в диффузионных процессах частиц в геомагнитосфере под действием низкочастотного электромагнитного излучения играет баунс-дрейфовый резонанс [107]. Условие резонанса $\omega_\beta - n\Omega = m\omega_d$,

где $\omega_в$ - частота волн, Ω - частота продольных осцилляций частиц и в магнитной ловушке (баунс-частота), ω_α - частота ее азимутального дрейфа, n и m - целые числа. В результате баунс-дрейфового резонанса может происходить усиление радиальной диффузии частиц и их ускорение вдоль геомагнитных силовых линий.

Заметим, что независимо от условия резонанса для захваченных частиц дрейфовая частота и баунс частота связаны между собой соотношением [108]

$$\omega_\alpha = \frac{\Omega^2}{2\pi\omega_\Lambda^э}\left(0.73 - 0.40\,\frac{V_\perp}{V}\right),$$

$\omega_\Lambda^э$ - ларморовская частота в плоскости геомагнитного экватора, $V_\perp$ - компонента скорости, перпендикулярная магнитному полю в момент пересечения частицей магнитного экватора, V - скорость частицы.

Дрейфовый резонанс и баунс-дрейфовый резонанс как правило не нарушают первый и второй адиабатические инварианты, при этом не сохраняется лишь третий инвариант, что и приводит к радиальной диффузии частиц. При движении частиц внутрь радиационного пояса происходит увеличение их поперечного импульса за счет сохранения первого инварианта и увеличение продольного импульса за счет сохранения второго инварианта, при этом энергия частиц существенно увеличивается. В нерелятивистском случае энергия электронов E изменяется как $E \sim L^{-3}$.

I. Радиальная диффузия частиц

Уравнение радиальной диффузии частиц в геомагнитном поле формально записывается в виде [109, 110]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = L^2 \frac{\partial}{\partial L}\left(\frac{D_{LL}}{L^2}\,\frac{\partial f}{\partial L}\right) + S - \alpha\,,$$

где f - функция распределения (плотность в фазовом пространстве) частиц данного сорта с фиксированными значениями μ (первый) и J (второй инвариант). Здесь S - интенсивность источника, $\mathcal{L}$ - интенсивность стока (потерь) частиц, D_{LL} - коэффициент диффузии по L. В случае степенной апроксимации

$$D_{LL} = D_0 L^n$$

функция распределения $f(\mu, J, L)$ связана с непосредственно измеряемым потоком $j(E, \alpha, L)$ частиц с энергией E, питч-углом α, на оболочке L

$$f(\mu, J, L) = j(E, \alpha, L)/P^2,$$

где P - импульс частицы. Характерное время радиальной диффузии определяется выражением

$$\tau_D = L^2 D_{LL}^{-1} \sim L^{2-n}.$$

Характерное время потерь $\tau_{\mathcal{L}} = f/\mathcal{L}$. Условие $\tau_D \sim \tau_{\mathcal{L}}$ дает грубую оценку границы между областью существенных потерь и областью, в которой преобладает радиальная диффузия.

Коэффициенты радиальной диффузии электронов в радиационных поясах вычислялись многими авторами, например, [III-II3]. В работа [III] для оценки коэффициента диффузии в диапазоне $I{,}76 < L < 5$ авторы использовали данные об энергичных электронах после геомагнитной бури. В [II4] был вычислен коэффициент диффузии по измерениям геомагнитных флуктуаций на геостационарной орбите ($L \sim 6{,}6$; АТС-6). Электростатические диффузионные механизмы рассматривались в работах [II5, II6] Сравнение оценок коэффициента диффузии по измерениям флуктуаций магнитного и электрического полей проведено в работе [II7] Оценки радиальной диффузии, проведенные в различные периоды

геомагнитной активности и для различных диапазонов энергии частиц, показали, что в уравнении $D_{LL}=D_0 L^n$ параметр D_0 возрастает с энергией частиц и с усилением магнитной активности. Для $L\sim 6{,}6$; $\lg(L^{-10}D_{LL}) = -9{,}6 + 0{,}07\sum_{i=1}^{12} K_p$, где в левой части уравнения стоит сумма K_p индексов за 12 часов [114]. Поскольку K_p возрастает с увеличением скорости плазмы солнечного ветра, то следует ожидать, при погружении геомагнитосферы в высокоскоростной поток, усиление радиальной диффузии энергичных электронов с границы магнитосферы внутрь радиационного пояса. Нарушение третьего адиабатического инварианта приводит к радиальной диффузии частиц и (при движении их внутрь радиационного пояса) к существенной их энергетизации. Другими словами, способствует заполнению внутренних L -оболочек энергичными частицами. Если радиальная диффузия и диффузия по энергии в основном является источником энергичных частиц, то питч-угловая диффузия способствует сбросу частиц в ионосферу из области захвата [97].

2. Питч-угловая диффузия частиц

К диффузии частиц по питч-углам приводит нарушение первых двух адиабатических инвариантов.

Частицы с экваториальными питч-углами, близкими к 0° и 180°, сталкиваются с атомами атмосферы ($h \sim 100$ км над Землей) и, вследствие столкновений, теряются из радиационных поясов. О таких частицах говорят, что они находятся в конусе потерь, определяемом пробочным отношением $\sigma = \frac{B_m}{B_э} \gg 1$, где $B_э$ – экваториальное магнитное поле на данной L -оболочке, B_m – величина магнитного поля у основания силовой линии, где происходит гибель электронов в ионосфере. Грубо можно

считать, что $\delta \sim L^3 (4-3/L)$ [97]. Интенсивность потока частиц в радиационных поясах Земли и его пространственное распределение регулируется балансом между потерями, связанными с питч-угловым рассеянием и источниками, такими как радиальная диффузия. В зависимости от соотношения между временем жизни T и характерным временем колебаний вдоль ℓ -силовой линии $T_\ell = \ell/(2V)$, различают три режима диффузии [97]:

I). Слабая диффузия $T > \delta T_\ell$. При этом конус потерь не успевает заполняться и оказывается практически пустым. Здесь $T = N/S$, где N -число частиц, захваченных в магнитной трубке, S - мощность источника, T_ℓ можно рассматривать как характерное время опустошения конуса потерь, а произведение $\ell \cdot \delta$ - объем магнитной трубки. Пусть T_D - характерное время диффузии, т.е. среднее время изменения экваториального питч-угла на величину $\pi/2$, то $T_P = T_D/\delta$ - есть время заполнения конуса потерь.

2). Умеренная диффузия имеет место при $T_\ell < T < \delta \cdot T$ Конус потерь заполнен частично. Число частиц в ловушке $N = n\ell\delta$, $\mathcal{L} = nV$ - поток высыпающихся частиц, среднее время жизни частиц в ловушке $T = T_\ell \cdot \delta$.

3). Сильная диффузия, $T_\ell > T_D$. Конус потерь заполнен. Полное число частиц в ловушке по-прежнему определяется как $N = n\ell\delta$, но число высыпающихся частиц уменьшается, так как часть потока $S = nV$, падающего на турбулентную "стенку", от нее отражается обратно [122]. На больших высотах, где кулоновское столкновение незначительно, главной причиной изменений питч-угла является взаимодействие захваченных электронов с электромагнитными волнами. Накапливающиеся изменения

питч-углов можно описать уравнением диффузии.

Теоретические оценки коэффициента диффузии и результирующие питч-угловые распределения захваченных электронов получены в работах [96,II8,II9].

Теоретические вычисления углового распределения захваченных и высыпающихся электронов обычно основаны на решениях уравнения диффузии с заданными коэффициентами диффузии и подходящими граничными условиями. Эти решения были получены усреднением уравнения питч-угловой диффузии по баунс-периодам частиц и в предположении о том, что дифференциальный поток частиц вдоль динамической траектории остается постоянным за баунс-период.

При этих ограничениях диффузионный процесс представляет одномерную угловую диффузию и описывается уравнением с двумя независимыми переменными, питч-углом и временем

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\ell}=\frac{1}{\sin\alpha}\,\frac{\partial}{\partial\alpha}\left[D_{\alpha\alpha}\cdot\sin\alpha\,\frac{\partial f}{\partial\alpha}\right]+S-\mathcal{L}.$$

Это уравнение описывает эволюцию локальной функции распределения в результате процессов питч-углового рассеяния, которое определяет коэффициент диффузии $D_{\alpha\alpha}=\frac{\langle\Delta\alpha^2\rangle}{2\cdot\Delta t}$. Потерями энергии при рассеянии пренебрегают. Функция распределения f, как и выше, представляет собой плотность частиц в фазовом пространстве, α - питч-угол, t - время, здесь ℓ - пространственная координата, равная расстоянию вдоль магнитной силовой линии от экватора до частицы. Изменение функции распределения с удалением частицы от геомагнитного экватора учитывается членом $(\partial f/\partial t)_{\ell}$. Коэффициент диффузии $D_{\alpha\alpha}$ является функцией α,ℓ и энергии частицы. Как и в уравнении ра-

диальной диффузии, в данном уравнении S - описывает источник частиц, а $\mathcal{L}$ - потери. Коэффициенты питч-угловой диффузии так же как и радиальной диффузии зависят от уровня геомагнитной активности. В отличие от радиальной диффузии, коэффициенты питч-угловой диффузии уменьшаются с увеличением энергии частиц, но это не является основной причиной наблюдаемого смягчения энергетического спектра в конусе потерь, последнее является следствием взаимодействия частиц РПЗ с атомами атмосферы и преимущественным рассеянием назад (в конус потерь) частиц меньших энергий.

В работе [I20] изучалась зависимость интенсивности электромагнитных излучений в геомагнитосфере от K_p и D_{st} - индексов. Было показано, что с ростом K и D_{st} индексов происходит возрастание мощности крайне низкочастотного излучения (КНЧ) и ОНЧ. Увеличение мощности КНЧ и ОНЧ излучения способствует усилению диффузии частиц в конус потерь и сбросу их в ионосферу.

В работе [I2I] приведены результаты исследования спектра мощности флуктуаций геомагнитного поля в диапазоне частот $I0^{-4}$ - $I0^{-I}$ Гц на орбите геостационарного спутника АТС-6. Показано, что:

I). Мощность флуктуаций магнитного поля на орбите геостационаронго спутника может на порядок превосходить мощность флуктуаций магнитного поля на магнитопаузе и в межпланетном пространстве.

2). Мощность флуктуаций поля на ночной стороне орбиты превосходит мощность флуктуаций на дневной стороне.

3). Мощность флуктуаций магнитного поля на геостационар-

ной орбите увеличивается с возрастанием K_p - индекса геомагнитной активности.

Результаты, полученные в работе [I2I], находятся в хорошем согласии с выводами работы [I20]. Авторы работы [I22] исследовали взаимодействие электронов с малыми поперечными скоростями $V_\perp$ с ОНЧ волнами. Ими были решены уравнения движения для электронов, имеющих малые поперечные скорости в поле свистовой волны, распространяющейся вдоль внешнего магнитного поля в неоднородной плазме. Из решения уравнений движения следует, что из-за бунчировки электронов в состояние $\vec{V}_\perp \perp \vec{B}_\beta$, где $\vec{B}_\beta$ - поле волны, будет происходить систематическое увеличение их питч-углов, это приведет к ослаблению потоков высыпающихся частиц при воздействии мощных ОНЧ- волн на магнитосферу. Основную роль во взаимодействии со свистовой волной, распространяющейся вдоль внешнего магнитного поля, играют при этом электроны, имеющие продольные скорости, близкие к $V = (\omega_\beta - \omega_\Lambda)/k$, где ω_Λ - ларморовская частота электронов, ω_β и k - частота и волновое число волны. Поскольку поперечная скорость электронов $\vec{V}_\perp \perp \vec{B}_\beta$ антипараллельна электрическому полю волны $\mathcal{E}_\beta$, то поперечная и полная энергия электронов будет систематически увеличиваться. В работе [I22] фактически была показана возможность запирания частиц в геомагнитной ловушке мощным электромагнитным излучением.

4.I.3. Инжекция частиц в радиационные пояса Земли

Кроме диффузионных источников и потерь частиц, прямая инжекция и потери энергичных частиц связаны с такими процессами как распад энергичных нейтронов и зарядовый обмен с холодными нейтралами. Частицы могут непосредственно инжектиро-

ваться в радиационные пояса из геомагнитного хвоста и каспов электрическими полями, нормальными к $\vec{B}$ и из ионосферы - электрическими полями, параллельными $\vec{B}$. Естественно, что при этом полная энергия инжектируемых в геомагнитосферу частиц не может превышать полной энергии геомагнитного поля.

В работе [4] обнаружена корреляция между K_p - индексом геомагнитной активности и потоками электронов с энергией > 40 кэВ на $L > 4$. Показано, что K_p - индекс можно рассматривать как меру электрического поля, возникающего при магнитосферных возмущениях. Предполагается, что наблюдаемая зависимость энергии ускоренных частиц от L ($E \sim L$) может быть связана с ускорением частиц в крупномасштабном квазистационарном электрическом поле.

Изменение населенности внешнего РПЗ по электронам с E_e > 150 кэВ связывают с деформацией магнитных силовых линий поля во время авроральных магнитосферных возмущения. Уменьшение интенсивности электронов с $E_e > 150$ кэВ на $L > 7{,}5$ связывают с потерями частиц при вытягивании плазмой солнечного ветра в хвост геомагнитосферы силовых линий поля. Отмечается, что в период геомагнитных возмущений, когда во внешнем РПЗ происходит падение интенсивности энергичных электронов, в зоне неустойчивой радиации ($L \geq 10$) интенсивность электронов нарастает. Возможность ускорения энергичных электронов при втягивании магнитных силовых линий поля из хвоста в сердцевину магнитосферы обсуждается в работах [4-6].

При усилении давления солнечного ветра плазма проникает в более глубокие слои магнитосферы и деформирует соответствующие силовые линии, вытягивая их на ночную сторону. Длина си-

ловых линий возрастает в несколько раз, а напряженность поля в приэкваториальной области падает.

По мере уменьшения давления солнечного ветра до начального уровня эти силовые линии вновь втягиваются в область захваченной радиации, а частицы, не успевшие продиффундировать, в межпланетное пространство, испытывают адиабатическое ускорение. Для частиц, инжектируемых под малыми питч-углами ($P_{\parallel} \gg P_{\perp}$) на силовые линии, вытянутые в хвост геомагнитосферы, второй адиабатический инвариант J пропорционален $J \sim V \cdot \ell$, длине силовой линии ℓ и скорости частицы V.

Отсюда видно, что энергия частицы E и баунс-частота Ω возрастают при втягивании силовых линий в сердцевину магнитосферы $E \sim V^2 \sim \ell^{-2}$; $\Omega \sim V/\ell \sim \ell^{-2}$. Точки отражения частиц понижаются $B_0 \sim \ell^{-2}$. Изменение экваториального питч-угла $\alpha_э$ определяется как сокращение длины силовой линии ℓ, так и возрастанием экваториального поля $B_э$, $\alpha \sim \ell \cdot B_э^{1/2}$ [123].

Поток высыпающихся в атмосферу частиц при адиабатическом движении их в магнитосфере обусловлен при сокращении силовых линий опусканием точек отражения. Этот поток составляет малую часть всего направленного потока из-за малого телесного угла высыпания, который пропорционален [123].

$$\sim 4\pi \frac{\partial \ell}{\partial t} \Big/ V \simeq 10^{-1}, \text{ стер}$$

(при $\partial \ell / \partial t \simeq 10^6$ см/с; $V \simeq 10^8$ см/с). Для частиц, инжектируемых на силовые линии под большими питч-углами ($P_{\parallel} \ll P_{\perp}$), из первого адиабатического инварианта следует

$$\mu \sim P^2/B; \qquad E \sim P^2 \sim B.$$

При коллапсе силовых линий, вытянутых в хвост геомагнитосферы, происходит увеличение энергии захваченных частиц $E \sim B \sim \ell^{-3}$ и $E \sim P \sim B^{1/2} \sim \ell^{-3/2}$ в релятивистском случае. Питч-угловое распределение частиц при этом стремится к $\pi/2$, действительно согласно [I23]

$$\cos^2 \alpha_э \sim \frac{1}{B_э} \frac{\partial^2 B}{\partial \ell^2} \cdot \frac{J(m \cdot \mu)^{1/2}}{2\pi},$$

где $\cos \alpha_э$ уменьшается не только из-за увеличения знаменателя $B_э$, но и уменьшения числителя $\partial^2 B / \partial \ell^2$ (производная берется вдоль силовой линии), характеризующего величину деформации силовой линии. В работе [I24] приведены результаты измерения на орбите геостационарного спутника ($L \sim 6{,}6$) потоков заряженных частиц в период с июля по декабрь I976 г. Показано, что за I-2 часа до начала суббури питч-угловое распределение электронов с энергией $E_e \sim 30$-300 кэВ в предполуночном секторе имеет максимум вдоль магнитного поля. Эта особенность в питч-угловом распределении частиц может быть использована как предвестник суббури.

С началом фазы развития суббури резко возрастают потоки частиц, а в их распределении по питч-углам появляется максимум при $\sim 90^0$, эффект наиболее сильный в интервале 30-300 кэВ. Возрастание потоков частиц обусловлено их инжекцией, наиболее вероятно, в секторе $\sim 22^h$ - 02^h LT. Она осуществляется в течение I5 минут после начала суббури.

Между появлением продольной анизотропии и моментом инжекции частиц в среднем проходит ~ 95 минут. Данные по потокам частиц на орбите геостационарного спутника сопоставлялись с компонентами ММП. В работе отмечается, что в 70% слу-

чаев анизотропии потоков частиц, параллельная полю, связана с увеличением южной компоненты ММП. В работе [10] отмечается, что потоки электронов внешнего РПЗ значительно более динамичны, чем потоки электронов во внутреннем радиационном поясе. Временной ход интенсивности частиц РПЗ при $L < 6$ почти не зависит от местного времени. Указывается, что зона неустойчивой радиации отличается от остальной части внешнего РПЗ тем, что в ней интенсивность электронов с $E_e > 100$ кэВ испытывает большие вариации, связанные с вариацией K_p-индекса.

Предполагается, что зона неустойчивой радиации может быть переходным звеном в формировании радиационных поясов из частиц солнечного ветра. Считается возможным ускорение частиц в зоне неустойчивой радиации до энергий 100–200 кэВ. В процессе дрейфа вокруг Земли эти электроны под действием различных геомагнитных возмущений будут сноситься во внутренние слои магнитосферы, пополняя внешний РПЗ. В работе [10], опираясь на экспериментальный факт, который заключается в том, что потоки электронов с $E_e \geqslant 40$ кэВ менее динамичны, чем потоки электронов высоких энергий, сделан вывод: происхождение малоэнергичных и высокоэнергичных электронов различно. В работе также указывается, что с уменьшением солнечной активности положение максимума и зазора между поясами смещается в сторону больших L - оболочек. Положение максимума внешнего РПЗ слабо зависит от энергии частиц в интервале 0,2–1 МэВ, с дальнейшим увеличением энергии максимум приближается к Земле. Как отмечается в работе [10] в рамках диффузионной теории формирования радиационных поясов, этот факт означает, что по мере движения частиц к внутренней части магнитосферы электроны меньших энергий испытывают относительно большие потери,

чем электроны больших энергий, для которых максимум интенсивности наблюдается на меньших L - оболочках. Предполагается, что такая структура распределения электронов в пространстве может быть связана с развитием собственной неустойчивости. В этом случае неустойчивость сначала проявляется на электронах малых и средних энергий, которые уже на $L \sim 5$ достигают значений интенсивности, достаточной для развития неустойчивости. Появляющиеся в результате этого электромагнитные колебания вызывают рассеяние электронов малых и средних энергий, но не влияют на поведение электронов больших энергий.

В работе [125] приведены результаты изучения особенностей в распространении потоков электронов, зарегистрированных с помощью научной аппаратуры, установленной на геостационарном метеорологическом спутнике GMS. В течение февраля 1978г. регистрировались устойчивые потоки электронов с энергией $E_e \geq 2$ МэВ. Обнаружена четкая суточная вариация с максимумом интенсивности электронов в местный полдень. Приведены результаты сопоставления данных о потоках частиц в суббурях, имевших место 21 февраля, 5 марта и 6 июня 1978 г. Показано, что время начала суббурь согласуется со временем резких изменений в интенсивности потоков частиц.

Сопоставлены данные трех спутников GOES -2, GOES -3 и GMS о потоках частиц для 6/УП 1978 г. Показано, что хотя GOES -2 находился в полуденном, GOES -3 в раннем утреннем, а GMS в полуночных секторах (разница в положении спутников во времени составляла ~10 часов) резкие скачки в интенсивностях потоков электронов и протонов наблюдались одно-

временно.

В работе [126] приведены результаты исследований потоков энергичных частиц с помощью ИСЗ IMP-7, IMP-8 в хвосте геомагнитосферы. Показано, что в период геомагнитной активности диапазон энергий ускоренных частиц простирается от нескольких кэВ до E > I МэВ. Продолжительность всплесков варьируется от длительности, меньшей 10 секунд, до нескольких минут. При одновременном наблюдении на двух спутниках обнаружена такая эволюция анизотропии потока, которая свидетельствует об одновременном действии нескольких источников ускоренных частиц в хвосте геомагнитосферы. Наблюдательные данные, по мнению авторов, говорят против модели ускорения частиц с одной нейтральной линией в хвосте.

В работе [127] показано, что при движении заряженных частиц в магнитном поле и нестационарном электрическом поле, меняющемся по закону $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin(t/t_0)$; существуют траектории с отношением $r_{нач}/r_{кон} \geq 1$. Вдоль таких траекторий частицы приближаются к Земле, ускоряясь при этом в $(r_{нач}/r_{кон})^3$ раз. Задача решена в связи с проблемой инжекции частиц во время суббурь. Как следует из работы [9], эффективность магнитной бури применительно к ускорению конкретной частицы, зависит от того, в какой период местного времени застало частицу развитие неадиабатической фазы (необратимость). Частицы, которые оказались в этот момент на дневной стороне магнитосферы, после бури окажутся ускоренными, частицы же, застигнутые этим возмущением на ночной стороне, замедлятся. Кроме того, первая группа частиц радиально сместится внутрь магнитосферы, а вторая окажется на оболочках "сдутых" наружу. Отме-

чается, что на первой фазе во время сжатия геомагнитосферы обе группы частиц приобретают более высокие энергии, но степень возрастания энергии зависит от начального момента местного времени. Поскольку любая частица проводит большую часть времени дрейфа на дневной стороне, то вероятность пребывания данной частицы на дневной стороне выше, чем на ночной. Используя это, автор [9] сделал вывод, что неадиабатическое сжатие магнитосферы в конечном счете всегда должно приводить к смещению захваченных частиц внутрь магнитосферы и их ускорению после восстановления поля к его прежней конфигурации.

Многократное действие эффектов сжатия магнитосферы, даже если они невелики по амплитуде, может приводить к ускорению и диффузии в радиальном направлении в сторону меньших L -оболочек, тех частиц, которые захвачены во внешней магнитосфере. Считается, что это один из возможных механизмов формирования радиационных поясов. В работе [I4] сделан подробный обзор опубликованных в I979-I983 гг. данных спутниковых наблюдений популяций частиц с $E \sim$ I эВ ÷ I МэВ вблизи экваториальной области земной магнитосферы. В статье [I28] приведено описание малогабаритного прибора "Электрон" и результаты измерения электронов с энергией больше 20 МэВ как в радиационном поясе, так и под ним на ИСЗ "Болгария - I300". Результаты измерения электронов с энергией больше 30 МэВ на ИСЗ "Болгария-I300" приведены также в [I29]. Показано, что доля высокоэнергичных электронов относительно протонов с $E_p \geq$ I00 МэВ в РПЗ составляет 20-30%. Поток электронов с энергией 20-500 МэВ в периферийной области Бразильской аномалии составляет ~ 2000 $(м^2 \cdot с \cdot ср)^{-1}$. Поток электронов того же диапазона энергий в центральной об-

ласти Бразильской аномалии превышает 3 10^4 $(м^2 \cdot с \cdot ср)^{-1}$. С ростом высоты над Землей от 300 до 900 км поток высокоэнергичных электронов в радиационном поясе увеличивается, по крайней мере, на 2 порядка.

В настоящее время модели РПЗ не объясняют существование в нем значительных потоков высокоэнергичных электронов. Результаты, приведенные в статье, могут быть использованы при создании более общей модели, которая объясняла бы факт их существования и механизм генерации.

В работе [130] обсуждаются результаты измерений дифференциальных плотностей потоков электронов в энергетическом диапазоне 0,3-2 МэВ в РПЗ во время сильной геомагнитной бури (SSC 3.IУ.1979 г. в 1002 UT , D_{st} = 200 нТ 4.IУ в 0400 UT). Сопоставлены измерения проведенные до магнитной бури, в конце фазы восстановления и через несколько дней после бури. Показано, что в спокойных геомагнитных условиях существует энергетическая зависимость положения на L - оболочках максимума дифференциальных плотностей потоков электронов (с ростом энергии электронов максимум профиля смещается в сторону меньших L). В возмущенных геомагнитных условиях, за час до внезапного начала магнитной бури, энергетическая зависимость положения максимума дифференциальной плотности потоков электронов практически исчезает, а сразу после магнитной бури (2.IУ) и в конце фазы восстановления (5.IУ) наблюдалась даже слабая обратная зависимость (с ростом энергии электрона максимум профиля смещается в сторону больших L). Глубина инжекции электронов с энергией $\sim$ I МэВ внутрь магнитосферы в период магнитных бурь исследовалась в работе [131].

Обнаружена хорошо выраженная зависимость между положением на L - оболочках максимума инжектируемых во время магнитных бурь электронов и величиной D_{st} вариации. Показано, что время жизни электронов на фиксированных L -оболочках возрастает с энергией. Согласно современным представлениям, рассеяние электронов связано с взаимодействием их с волнами, возникающими, в основном, из-за циклотронной неустойчивости. Параметры этих волн соответствуют циклотронному резонансу с основной массой электронов, имеющих энергии $\leq$ 10 кэВ. Частицы более высоких энергий оказываются в резонансе с этими волнами лишь вблизи точек отражения. Чем больше энергия, тем уже область резонансного взаимодействия. Это и является причиной роста времени жизни электронов с энергией [118]. Как считают авторы работы [131], основная масса электронов с энергиями $\sim$100 кэВ, а также протоны кольцевого тока инжектируются в область захваченной радиации вследствие усиления электрического поля и возрастания скорости конвекции во время суббурь. При этом энергия частиц примерно соответствует максимальной разности потенциалов в магнитосфере [132]. Ускорение же электронов больших энергий ($\sim$ 1 МэВ), предполагается, происходит бетатронным механизмом при резком втягивании части силовых линий плазменного слоя в область захваченной радиации. Отмечается, что такая инжекция происходит в поле, существенно ослабленном кольцевым током. В совокупности с адиабатическим понижением интенсивности электронов, имевшимся в момент инжекции, это может привести к тому, что суммарная интенсивность будет меньше, чем до бури. Однако после распада кольцевого тока и восстановления поля на соответствующих L -оболо-

чках должно произойти адиабатическое увеличение энергии электронов. Однако только этим механизмом нельзя объяснить запаздывания диффузионной волны релятивистских электронов относительно начала магнитной бури на 2-4 суток. Поскольку за счет распада кольцевого тока магнитное поле в области внешнего РПЗ ($L \sim 6{,}6$) увеличивается всего лишь на десятки процентов, тогда как для объяснения наблюдаемых возрастаний потоков релятивистских электронов за счет ускорения их бетатронным механизмом требуется увеличение общего магнитного поля в несколько раз.

В работе [16] показано, что заметный вклад в интенсивность релятивистских электронов в геомагнитосфере могут давать потоки юпитерских электронов. Именно вкладом этих электронов в общий поток захваченной радиации авторы объясняют наличие вариаций электронов в РПЗ с периодом ($\sim$ 13 месяцев), равным синодическому периоду вращения Юпитера. В работе [16] сообщается также и о наблюдении 27 дневных вариаций интенсивности электронов во внешнем РПЗ.

В работе [133] отмечается, что конус потерь у электронов значительно меньше, чем у протонов, поскольку протоны дополнительно испытывают ощутимые зарядообменные столкновения на больших высотах. Это является одной из причин, обуславливающих различие динамики протонов и электронов в РПЗ.

Автор работы [134] считает, что имеются два основных механизма ускорения частиц в магнитосфере:

1. Сжатие и разряжение, связанное с изменением объема трубок магнитного потока,

2. Ускорение при аннигиляции магнитного поля, происхо-

дящее в окрестности точек пересоединения магнитных силовых линий. Последнее должно сопровождаться суббурей, поскольку считается, что суббуря - это не более чем усиление процесса пересоединения магнитных силовых линий в хвосте магнитосферы, связанного с микронеустойчивостями в плазме нейтрального слоя [134].

В работе [135] приведены результаты наблюдения, относящиеся к аннигиляции магнитного поля и формированию плазменного слоя в хвосте геомагнитосферы. Показано, что магнитная энергия при аннигиляции переходит в основном в энергию ускоренных частиц. Результаты исследования энергичных электронов в хвосте магнитосферы Земли $R \sim 30 R_E$ приведены в работе [136]. Показано, что в хвосте магнитосферы наблюдается всплески электронов с $E_e > 200$ кэВ с интенсивностью в максимуме $\sim 10^3 - 10^4$ частиц/см^{2}с. В том случае, когда всплески были зарегистрированы в плазменном слое, была обнаружена значительная южная компонента магнитного поля и большая, направленная в хвост потока скорость плазмы, временами превышающая 1000 км/с. В этих случаях результаты наблюдений свидетельствуют о том, что энергичные электроны находятся на открытых силовых линиях и в хвосте магнитосферы действуют локальные ускорительные механизмы.

В работе [137] сообщается об обнаружении возрастаний потоков электронов с $E_e > 5$ МэВ во внешнем РПЗ, во время геомагнитных возмущений. Показано, что максимум возрастания электронной компоненты достигается спустя несколько суток после начала магнитной бури.

В работе [138] отмечается, что возрастание потоков релятивистских электронов в РПЗ наблюдается не после каждой

пусть даже сильной геомагнитной бури.

Несмотря на кажущееся обилие экспериментального материала, вопрос о происхождении релятивистских электронов во внешнем РПЗ остается открытым.

Попытки связать наблюдаемую динамику релятивистских электронов с процессами только внутри геомагнитосферы оказались безуспешными.

Нами предлагается новый подход к решению данной проблемы.

4.2. Динамика интенсивности потока энергичных электронов по данным измерений на орбите геостационарного спутника

С целью выявления периодических и непериодических составляющих потока релятивистских электронов во внешнем радиационном поясе и изучения их природы анализируется экспериментальный материал, полученный на геостационарных спутниках серии "Радуга".

Выделение вариаций с периодами от часа до полутора лет осуществляется с использованием методов спектрального анализа (методов фильтрации, Блэкмена-Тьюки, Бурга).

Данные измерений интенсивности электронов сопоставляются с данными геомагнитной активности и данными крупномасштабных нестационарных и квазистационарных возмущений солнечного ветра.

Обсуждаются наиболее вероятные источники наблюдаемых вариаций потока электронов в магнитосфере Земли.

Выполнение настоящей работы стало возможным благодаря

получению однородного, непрерывного ряда экспериментальных значений интенсивности электронов во внешнем РПЗ с помощью измерений на геостационарных спутниках.

4.2.I. Общие характеристики экспериментального материала

Измерение интенсивности потока электронов с энергиями E_e = I-I,5 МэВ и E_e > 2 МэВ проводилось во внешнем радиационном поясе на фазе нарастания 2I-го цикла солнечной активности, с помощью ГС "Радуга-I" и "Радуга-2", расположенных в плоскости географического экватора на 85,5° и 35° восточной долготы, соответственно.

На рис.24 показан временный ход интенсивности потока электронов с энергией E = I-I,5 МэВ на дневной стороне орбиты геостационарного спутника (ГС) за период с I977 по I979 гг.

Для потока электронов во внешнем РПЗ является характерным резкие изменения его значений. Временной профиль интенсивности электронов представляет собой набор отдельных всплесков, в максимуме которых энергетический спектр наиболее жесткий [I6]. За три года наблюдений было зарегистрировано около 50 мощных всплесков интенсивности электронов продолжительностью до 7 суток и амплитудой, превышающей средний уровень фона в пять и более раз.

На рис. 25 показана временная развертка одного из всплесков, зарегистрированного на $L \sim 6{,}6$ во второй половине февраля I978 г. В верхней части рисунка приведены данные японского спутника, в нижней - данные двух советских спутников.

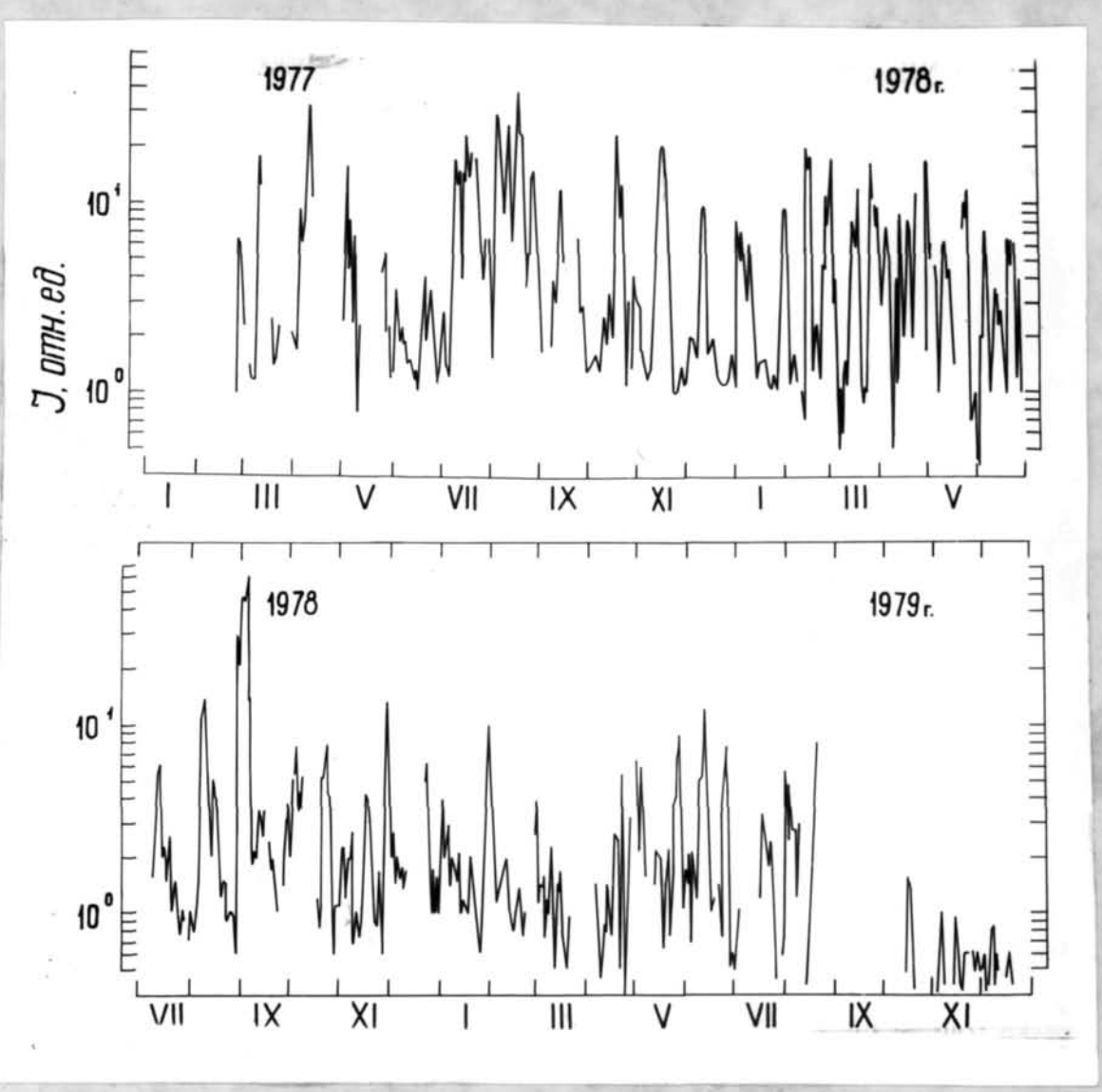


Рис.24. Вариации потока электронов с E = I–I.5 МэВ на орбите геостационарного спутника за период с I977 по I979 г.

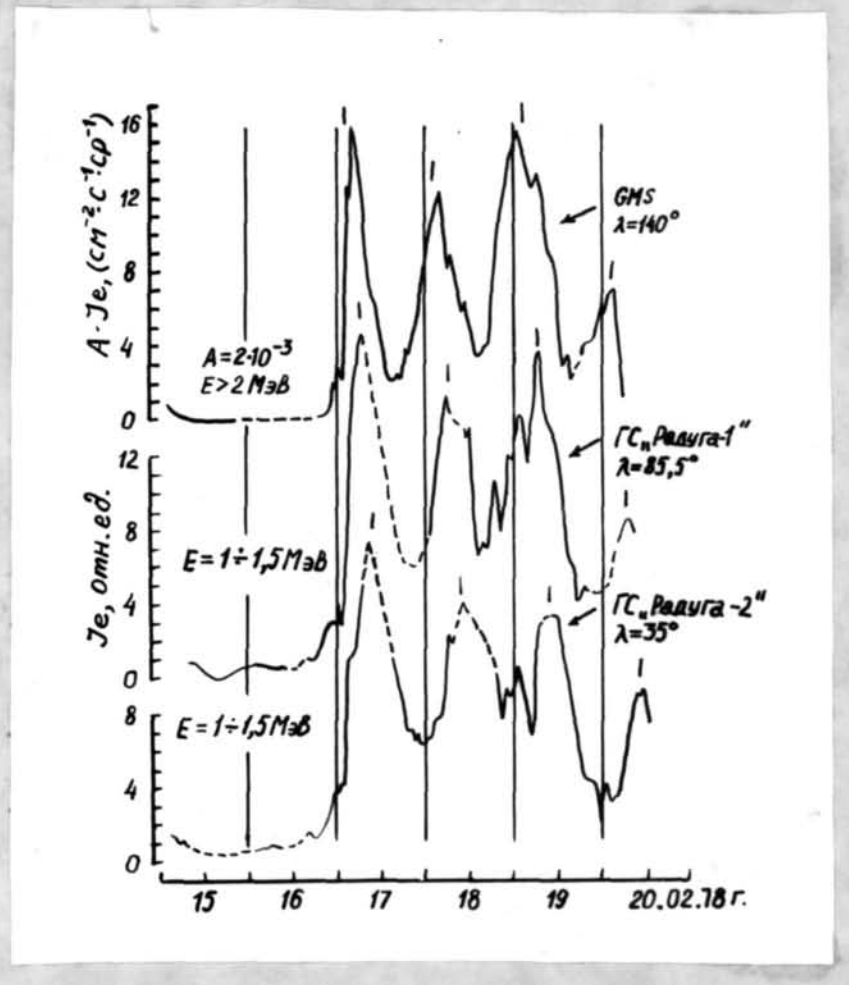


Рис.25. Всплеск интенсивности потока электронов на орбите геостационарного спутника во второй половине февраля 1978г. по данным японского и двух советских спутников.

На рисунке хорошо видна суточная модуляция потока электронов с максимумом в местный полдень, отмеченный штрихами над временными профилями.

Всплеску интенсивности электронов, приведенному на рис. 25, предшествовала геомагнитная буря с внезапным началом (I4 февраля I978 г. [I5I]).

В период I977-I979 гг. было зарегистрировано около I00 геомагнитных бурь с внезапным началом [I5I] и приблизительно столько же межпланетных ударных волн (по данным ИСЗ IMP-7/8 [I52] и ISEE-3 [I53]). Кроме спорадических возмущений, связанных с межпланетными ударными волнами, регистрировались рекуррентные возмущения, обусловленные долгоживущими высокоскоростными потоками плазмы солнечного ветра [I5I,I58]. В это же время на ИСЗ в межпланетном пространстве наблюдались изменения интенсивности релятивистских электронов ($\langle E \rangle$ = = I,2 МэВ) с периодом ~ I3 месяцев [I54]. Максимумы интенсивности потока электронов отмечались в июне-июле I976 г., в июле-августе I977 г. и а августе-сентябре I978 г., когда Юпитер - мощный источник релятивистских электронов находился на тех же силовых линиях ММП, что и Земля [I54].

4.2.2. Непериодические возрастания интенсивности потока электронов

С целью выявления связи между геомагнитными бурями с внезапным началом и появлениями всплесков потока релятивистских электронов во внешнем радиационном поясе, нами сделано сопоставление данных интенсивности потока электронов (E_e = = I-I,5 МэВ) на геостационарной орбите с SSC [I5I].

Результаты сопоставления показаны на рис.26. Экспериментальные данные интенсивности релятивистских электронов (E_e = I-I,5 МэВ) приведены с разверткой по 27 суток, слева на рисунке указаны номера оборотов Солнца по Бартельсу (с I962 по I997 оборот) и даты. Заштрихованные клетки - периоды, в которые наблюдались значительные увеличения интенсивности электронов. Плотность штриховки, пропорциональная амплитуде, максимально плотная штриховка соответствует возрастанию более чем на порядок. Вертикальные стрелки обозначают моменты времени, в которые отмечались внезапные начала магнитных бурь (SSC). На рис.26. видно, что геомагнитные бури с внезапным началом распределены по времени практически равномерно тогда, как всплески интенсивности потока релятивистских электронов во внешнем РПЗ имеют тенденцию к рекуррентности. Это указывает на отсутствие устойчивой связи между SSC и всплесками потока электронов во внешнем РПЗ.

В таблице 3 сделано сопоставление данных SSC , максимумов интенсивности электронов с E_e = I-I,5 МэВ на $L \sim 6{,}6$ и максимумов значений скорости солнечного ветра спустя несколько суток после момента регистрации SSC . Из данных, приведенных в таблице, следует, что в тех случаях, когда магнитосфера погружается в высокоскоростной поток плазмы солнечного ветра ($V \geqslant 500$ км/с), спустя несколько суток после SSC наблюдается возрастание потока электронов на $L \sim 6{,}6$, как, например, в событиях, зарегистрированных в середине февраля и в начале мая I978 г. [I4I-I43].

В середине февраля I978 г. максимальное средне-суточное значение скорости солнечного ветра составляло величину

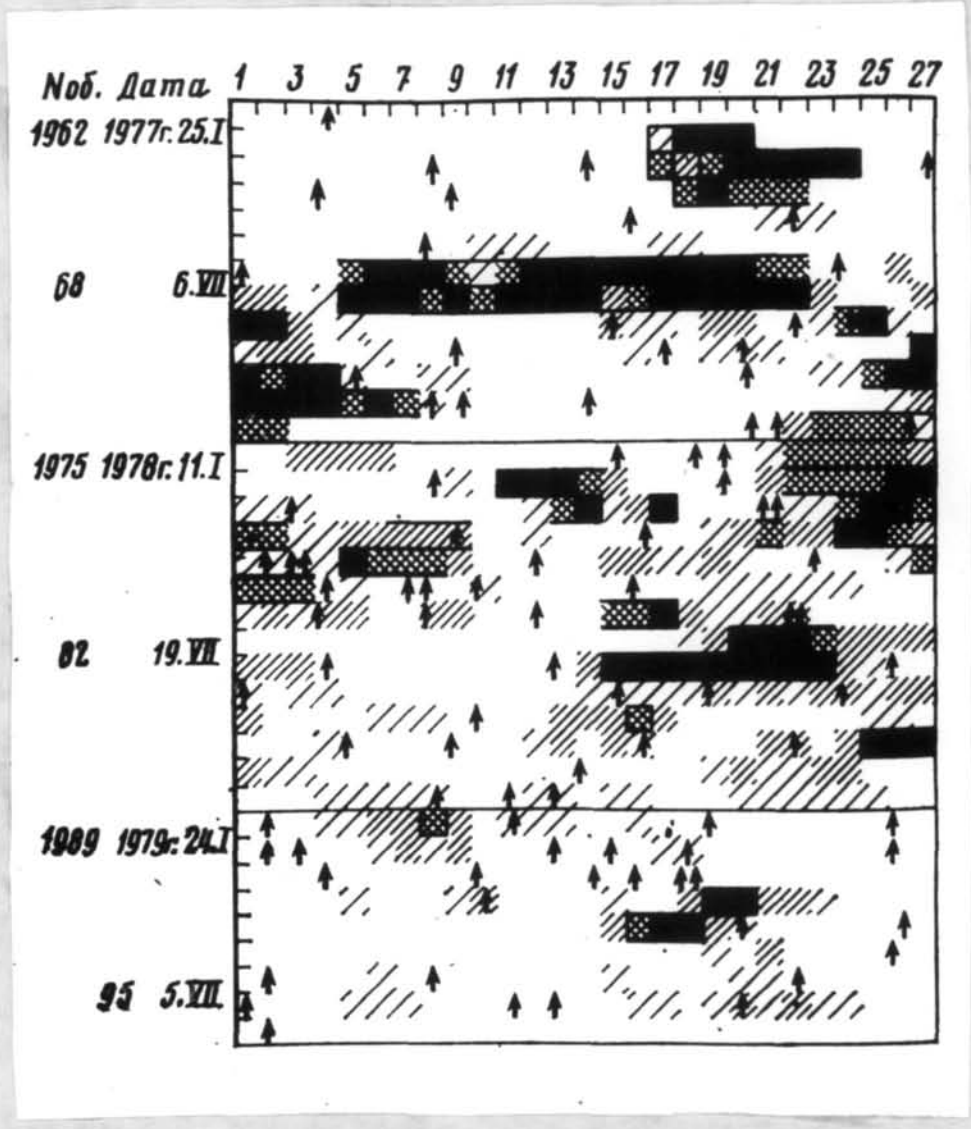


Рис.26. Коврик Бартельса. Отмечено: штриховкой - всплески релятивистских электронов с E = I-I,5 МэВ на $L \sim 6,6$; стрелками - геомагнитные бури с внезапным началом (SSC).

Таблица 3

Даты, в которые отмечались геомагнитные бури с внезапным началом, им сопутствующие: среднесуточные значения скорости солнечного ветра и значения интенсивности электронов с E = I-I,5 МэВ на $L \sim 6{,}6$.

SSC	$\bar{V}$, км/с	J_e, $\frac{\text{электр}}{\text{см}^2\ \text{с}}$
03.I0.77	386	$\leqslant 4\ I0^4$
I4.I0.77	439	$8\ I0^4$
26.I0.77	357	$6\ I0^4$
25.II.77	334	$\leqslant 4\ I0^4$
25.0I.78	479	$4\ I0^4$
I4.02.78	$\geqslant 600$	$72\ I0^4$
0I.05.78	$\geqslant 600$	$64\ I0^4$
I8.08.78	4I4	$\leqslant 4\ I0^4$
05.09.78	433	$\leqslant 4\ I0^4$
09.09.78	470	$I3\ I0^4$

Примечание: Значения интенсивности соответствуют максимуму потока электронов, которые наблюдались спустя ~ 2 суток после SSC .

$\geqslant$ 600 км/с. (I5 числа), максимальное значение интенсивности потока электронов с E_e = I-I,5 МэВ на $L \sim 6{,}6$ достигала величины $\sim 7{,}2\ I0^5$ электр./($см^2$.с) (I7 числа, рис.25). Между максимумами значения скорости солнечного ветра вблизи магнитосферы Земли и интенсивностью потока электронов на $L \sim 6{,}6$ наблюдалась задержка ~ 2 суток.

В начале мая I978 г. SSC отмечалось I и 2 числа, среднесуточное значение скорости солнечного ветра составляло величину $\geqslant$ 600 км/с (2 числа), амплитуда возрастания интенсивности потока электронов с E_e = I-I,5 МэВ на $L \sim 6{,}6$ более чем на порядок превосходила уровень фона и достигала в максимуме величины $\sim 6{,}4\ I0^5$ электр./($см^2$.с) (3 мая).

Таким образом, в результате анализа экспериментальных данных интенсивности потока релятивистских электронов во внешнем радиационном поясе [I39,I49,I50], моментов регистрации геомагнитных бурь с внезапным началом [I5I] и значений скорости солнечного ветра [I5I, I58], было установлено, что не каждое геомагнитное возмущение (SSC) сопровождается увеличением потока релятивистских электронов во внешнем РПЗ. Необходимым условием для увеличения интенсивности релятивистских электронов во внешнем РПЗ является наличие высокоскоростного потока плазмы солнечного ветра.

Полученные нами экспериментальные результаты об отсутствии устойчивой связи всплесков релятивистских электронов в геомагнитосфере с SSC и о наличии тесной связи этих всплесков с высокоскоростными потоками солнечного ветра, указывают на то, что величина скорости солнечного ветра является важным параметром, управляющим динамикой интенсивности потока релятивистских электронов во внешнем радиационном поясе.

4.2.3. Возрастания интенсивности потока электронов с периодом около 27 и 30 суток

Рассмотрим периодические возрастания интенсивности потока электронов во внешнем радиационном поясе.

В таблице 4 приведены даты, в которые наблюдались наиболее мощные возрастания потока электронов с E = I-I,5 МэВ на $L \sim 6{,}6$ в период с марта по декабрь 1977 г., приведены значения интенсивности электронов, значения максимумов среднесуточных скоростей солнечного ветра, предшествующие возрастаниям интенсивности электронов, и время задержки между максимумом скорости солнечного ветра и максимумом потока электронов. Из данных, приведенных в таблице, следует, что в течении марта-апреля-мая 1977 г. и в течении июня-июля-августа-сентября-октября-декабря 1977 г. во внешнем радиационном поясе ($L \sim 6{,}6$) наблюдались рекуррентные возрастания потока релятивистских электронов, связанные с рекуррентными возрастаниями скорости солнечного ветра [I39].

Для количественной оценки амплитуды периодических изменений интенсивности релятивистских (E_e = I-I,5 МэВ) электронов на дневной стороне геостационарной орбиты нами были получены приведенные на рис.27 абсолютные значения плотности спектра мощности флуктуаций их потока. На рисунке хорошо видны вариации с периодами около 27 и 30 суток. Период вариации около 27 суток соответствует синодическому периоду вращений солнечной поверхности, находящейся на широтах $\sim$ I5-25^0. Период вариации около 30 суток соответствует синодическому пе-

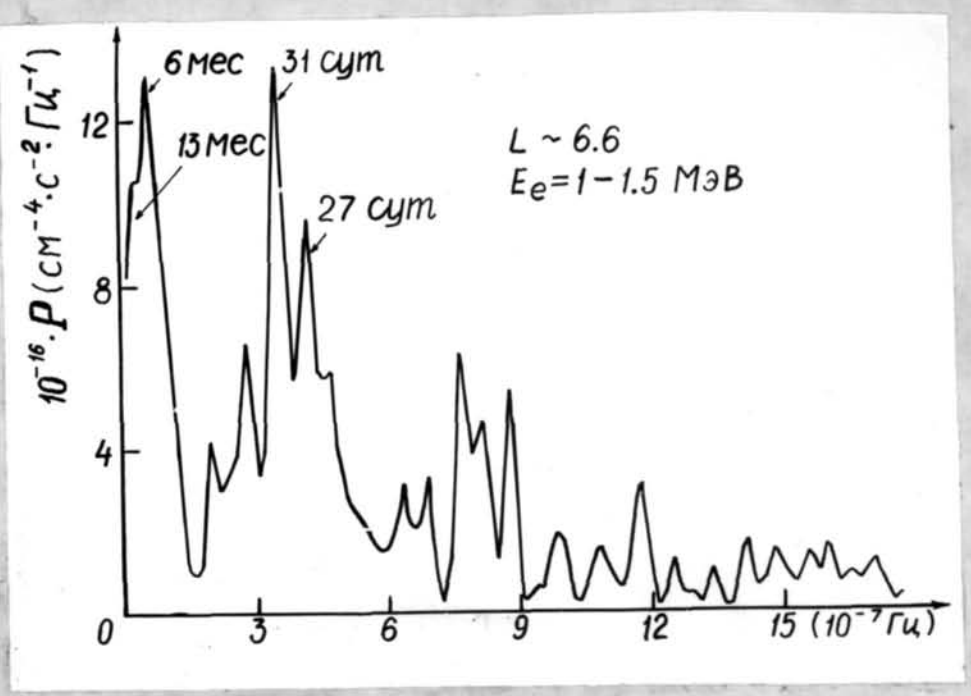


Рис.27. Спектр мощности флуктуаций электронов с E = I - I,5 МэВ на $L \sim 6{,}6$.

Таблица 4

Даты, в которые отмечались максимальные значения интенсивности электронов с E = I-I,5 МэВ на $L \sim 6{,}6$; значения интенсивности электронов; среднесуточные значения максимума скорости солнечного ветра и время задержки максимума интенсивности электронов относительно максимума скорости солнечного ветра.

Дата	J, $\frac{\text{электр.}}{\text{см}^2\ \text{с}}$	V, км/с	τ, суток
II.03.77	7 $I0^5$	600	I
II.04.77	I3 $I0^5$	623	3
04.05.77	7 $I0^5$	$\geqslant$ 47I	2
22.06.77	I.4 $I0^5$	555	4
I9.07.77	8.6 $I0^5$	625	2
20.08.77	I4.4 $I0^5$	620	2
22.I0.77	8.8 $I0^5$	$\geqslant$ 520	3
I9.II.77	7.2 $I0^5$	6I0	4
I5.I2.77	3.2 $I0^5$	5I7	3

Примечание: В таблице пропущены данные о мощном возрастании потока электронов во второй половине сентября I977 г.

риоду вращения солнечной поверхности, находящейся на широтах $\sim 50\text{-}60^{0}$ и более.

Вероятно, вариации интенсивности электронов с периодом около 27 суток связаны с воздействием на геомагнитосферу долгоживущих высокоскоростных потоков плазмы солнечного ветра, истекающего с низких гелиоширот $\sim 15 + 25^{0}$, например, из активных областей. Вариации интенсивности электронов с периодом около 30 суток могут быть связаны с долгоживущими высокоскоростными потоками плазмы солнечного ветра, истекающими с высоких гелиоширот $\sim 50 + 60^{0}$ и более, например, из корональных дыр [50].

Таким образом, сопоставление данных интенсивности потоков электронов на $L \sim 6{,}6$ с данными скорости солнечного ветра вблизи магнитосферы Земли позволило обнаружить, что все наблюдаемые возрастания интенсивности релятивистских электронов во внешнем РПЗ являются откликом на возрастания скорости солнечного ветра [48, I39, I49, I50].

4.2.4. Вариации интенсивности потока электронов с периодами 6 и I3 месяцев

Для выделения низкочастотных гармоник вариаций потоков электронов с $E = 1\text{-}1{,}5$ МэВ на орбите геостационарного спутника использовался метод максимальной энтропии, при этом для коррекции периода применялся метод наименьших квадратов. Результаты спектрального анализа, проведенного с использованием метода максимальной энтропии, показаны на рис.28. На рисунке видны увеличения амплитуды вариаций на периодах 7, I5, 27,5, 32 суток, 6 и I3 месяцев.

Оценки периодических составляющих полученных методом спектра мощности (рис.27) и методом максимальной энтропии (рис.28), хорошо согласуются между собой. Небольшое различие оценок периодов вариаций вблизи 27 и 30 суток, полученных разными методами, находится в пределах ошибок ($\sim$ 2 суток) этих методов, для данного диапазона частот. Исключение составляют вариации с периодами 7 и 15 суток, выделить которые методом спектра мощности не удалось из-за малости их амплитуд.

На рис.29 приведена огибающая максимумов интенсивности электронов с энергией 1÷1,5 Мэв на дневной стороне геостационарной орбиты. Косая штриховка на рисунке указывает моменты времени, в которые в межпланетной среде отмечались возрастания интенсивности потока релятивистских электронов юпитерианского происхождения [154]. Планеты Земля и Юпитер находились в эти периоды на одних и тех же силовых линиях ММП. Наиболее значительные возрастания потока релятивистских электронов в магнитосфере Земли наблюдались в июне-июле 1976 г. и в июле-августе 1977 г. по данным, приведенным в работе [6] , по нашим данным в июле-августе 1977 г. и в августе-сентябре 1978 г., то есть в периоды, когда в межпланетном пространстве вблизи Земли отмечались наиболее интенсивные потоки релятивистских электронов. Это дает основание предполагать, что вариации электронов во внешнем РПЗ с периодом 13 месяцев [16, 149] связаны с периодическим изменением плотности потока релятивистских электронов в межпланетном пространстве (13 месяцев - синодический период вращения Юпитера - источника релятивистских электронов [156]).

Проникновение электронов из межпланетной среды на замкну-

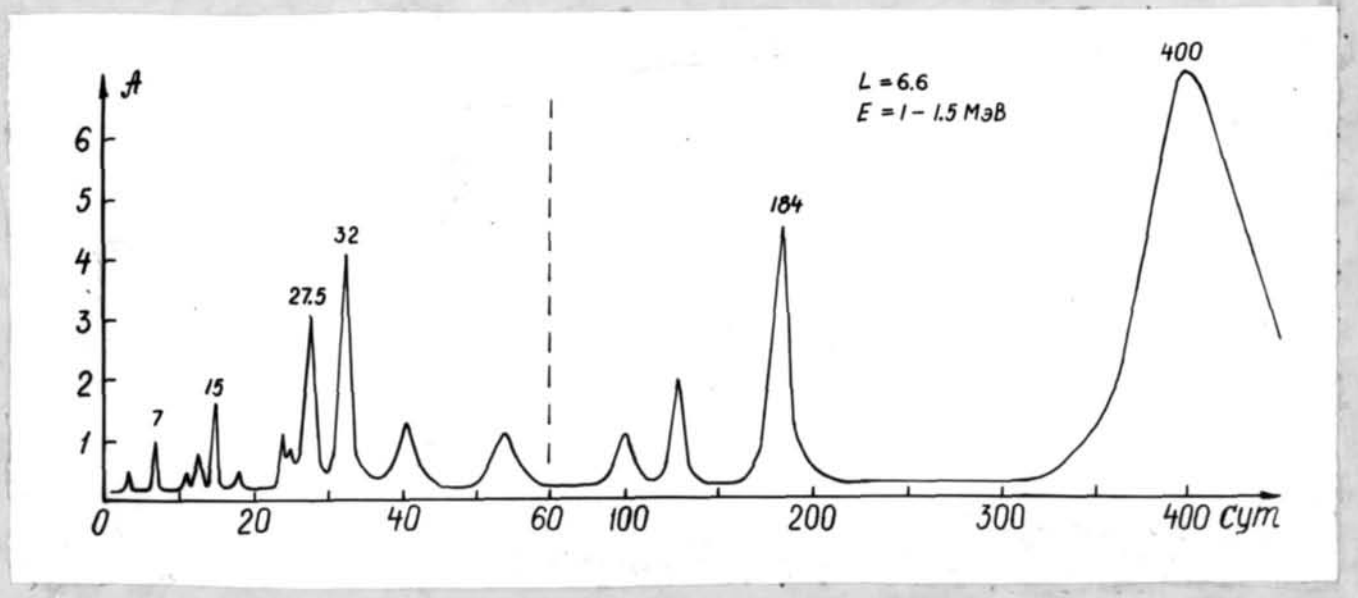


Рис.28. Частотный спектр вариаций электронов с E = I–I,5 МэВ на $L \sim 6{,}6$.

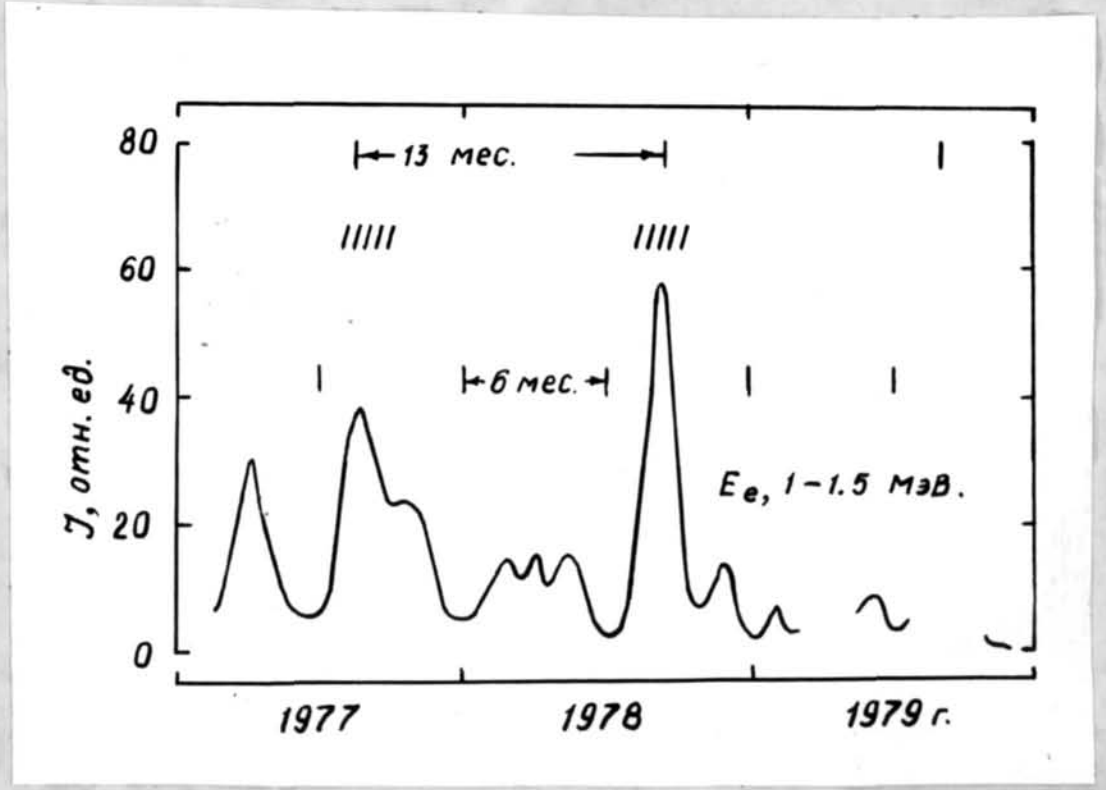


Рис.29. Огибающая максимумов всплесков интенсивности потока электронов на дневной стороне орбиты ГС.

тые силовые линии геомагнитного поля могло осуществляться вследствии диффузии частиц с границы геомагнитосферы.

Наблюдаемые нами вариации потока релятивистских электронов с периодом ~6 месяцев не связаны с вариациями скорости солнечного ветра.

Вероятно, наличие вариаций с периодом 6 месяцев отражает тот факт, что динамика электронов во внешнем РПЗ зависит не только от величины скорости солнечного ветра и плотности электронов в межпланетной среде, но и от положения геомагнитного диполя относительно межпланетного магнитного поля, которое меняется с периодом 6 месяцев.

Изменение интенсивности потока релятивистских электронов в магнитосфере Земли может быть описано сложной многопараметрической функцией, но из всех параметров, от которых зависит плотность потока релятивистских электронов во внешнем РПЗ, главным является величина скорости солнечного ветра.

Изменение плотности электронов в межпланетном пространстве или изменения положения геомагнитного диполя относительно межпланетного магнитного поля могут усилить или ослабить амплитуду всплеска потока электронов в РПЗ, но не могут его воспроизвести без возрастания скорости солнечного ветра, т.е. являются лишь модулирующими факторами.

4.2.5. Вариации интенсивности потока электронов на геостационарной орбите с периодом 24 часа

Во временном ходе интенсивности потока электронов наблюдаются регулярные вариации с периодом около 24 часов. Эти вариации устойчиво регистрируются в спокойные периоды (при низкой интенсивности потока) и во время всплесков интенсивности

электронов. Колебания с этим периодом обусловлены тем, что геомагнитное поле на высотах геостационарных спутников ($L \sim 6{,}6$) существенно отличается от дипольного из-за деформации его потоками плазмы солнечного ветра. На рис.30 приведены результаты измерения напряженности геомагнитного поля в плоскости экватора [148]. Поле деформировано таким образом, что дрейфовые оболочки частиц приближаются к Земле на ночной стороне и удаляются от Земли на дневной стороне. Спутник, имея круговую орбиту, в течение одного оборота (24 часа) пересекает различные дрейфовые оболочки. Вследствие этого возникают вариации потока частиц (измеряемого со спутника) с максимумом на дневной стороне геомагнитосферы.

На рис.31 для разных значений местного времени показан временной ход интенсивности потоков электронов на геостационарной орбите во время всплеска интенсивности электронов в конце ноября 1978 г., на рисунке видно, что с 27 ноября по 30 ноября максимум интенсивности электронов на геостационарной орбите наблюдался в районе 10 часов местного времени.

Если бы спутник двигался точно по дрейфовой оболочке, суточная вариация электронов была бы значительно меньшей амплитуды, но полностью бы не исчезла. Это связано с тем, что даже на одной и той же дрейфовой оболочке плотность частиц распределена неравномерно. На дневной стороне геомагнитосферы поперечный градиент магнитного поля меньше, чем на ночной, из-за этого частицы при дрейфе вокруг Земли быстро проходят ночную часть дрейфовой оболочки и медленно дневную ее часть, создавая там повышенную плотность.

На рис.32 показаны суточные колебания интенсивности по-

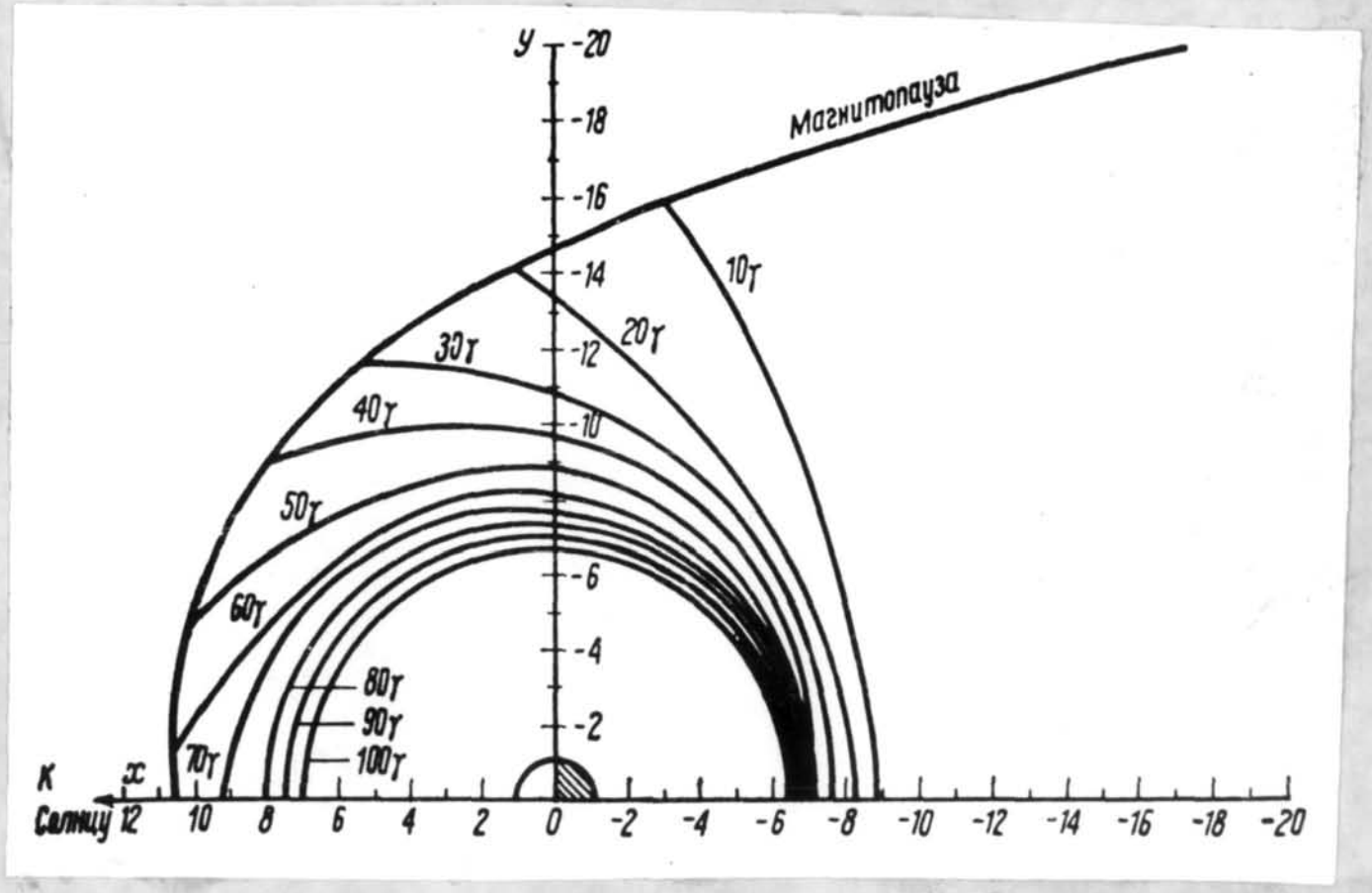


Рис.30. Напряженность магнитного поля в плоскости экватора [148].

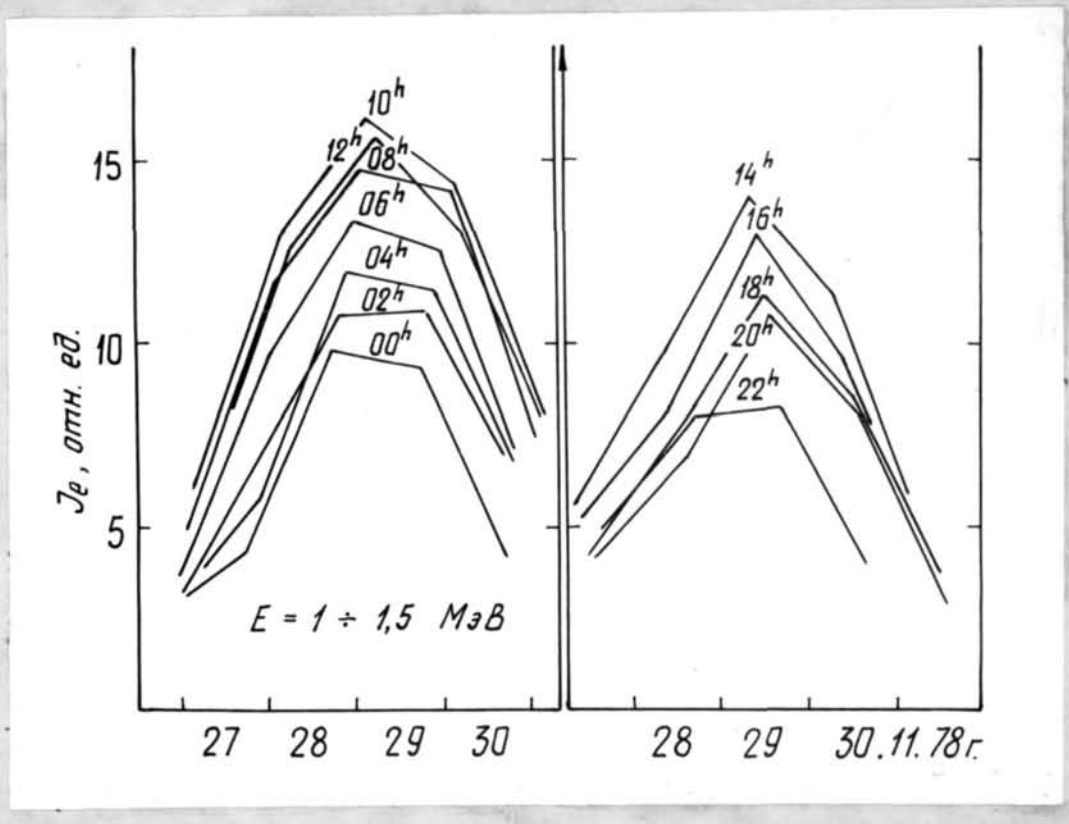


Рис.31. Временной ход интенсивности потока электронов на орбите геостационарного спутника в зависимости от местного времени.

тока электронов с энергией Ее > 2 МэВ (в верхней части рисунка) и электронов с энергией Ее = I-I,5 МэВ (в нижней части рисунка) по данным ГС "Радуга". Суточные колебания во время всплеска интенсивности потока электронов на орбите ГС были показаны на рис.25. В верхней части рисунка приведены данные интенсивности электронов с энергией Ее > 2 МэВ, полученные на японском спутнике [I55]. Ниже приведены результаты измерений потоков электронов с Ее = I-I,5 МэВ двух советских спутников "Радуга". На обоих рисунках штрихами над временным профилем потока отмечен местный полдень. Результаты, приведенные на рис.32 и рис.25, иллюстрируют тот факт, что колебания интенсивности электронов на орбите геостационарного спутника с периодом 24 часа устойчиво наблюдаются как на фоне, так и во время возрастания интенсивности потока электронов во внешнем РПЗ.

4.2.6. Вариации интенсивности потока электронов с периодом около 2-3 часов

Вариации интенсивности потока электронов с периодом в несколько часов неоднократно наблюдались на ГС "Радуга" [48, I40] Для иллюстрации на рис.33 приведены данные интенсивности электронов с энергией Ее=I-I,5 МэВ, зарегистрированных на ГС "Радуга-I" (λ = 85°, 5 в.д.) [I43], и электронов с энергией >2 МэВ, зарегистрированных на японском ГС (λ = I40° в.д. в нижней части рисунка) за период со 2 по 4 мая I978 г. [I42]. Возрастанию интенсивности электронов на ГС орбите предшествовало взаимодействие геомагнитосферы со сложной структурой высокоскоростных потоков вспышечной плазмы [I43].

Результат высокочастотной фильтрации исходных данных, по-

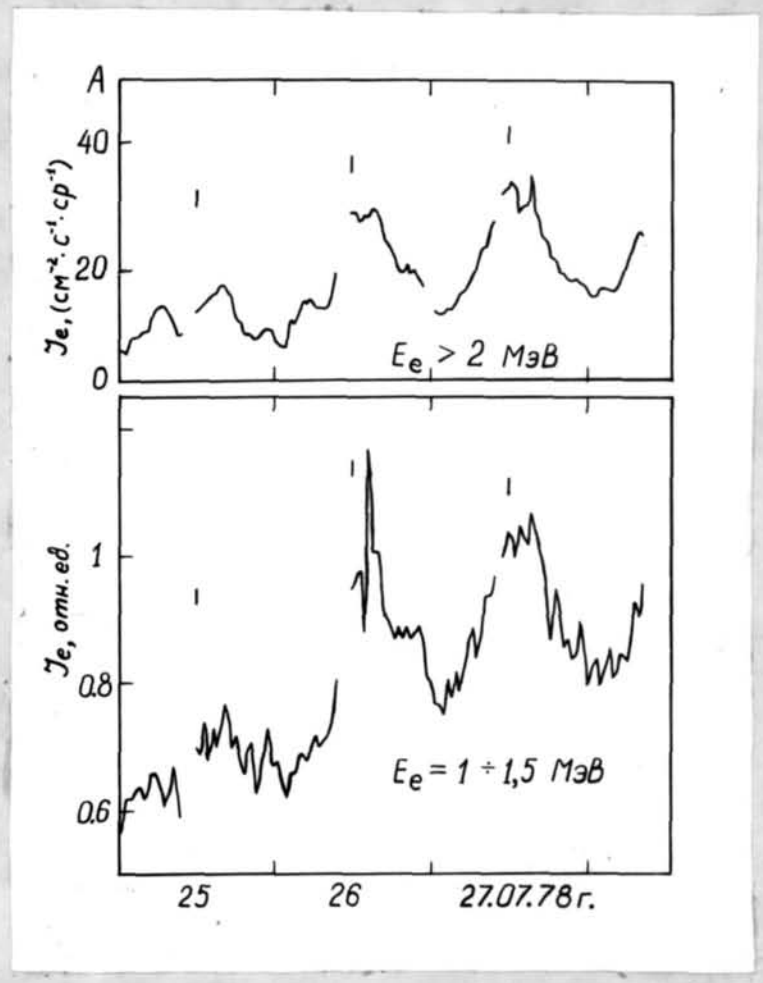


Рис.32. Суточная вариация интенсивности потока электронов на орбите ГС за период с 25 по 28 июля I978 г. Штрихами над кривой отмечен местный полдень.

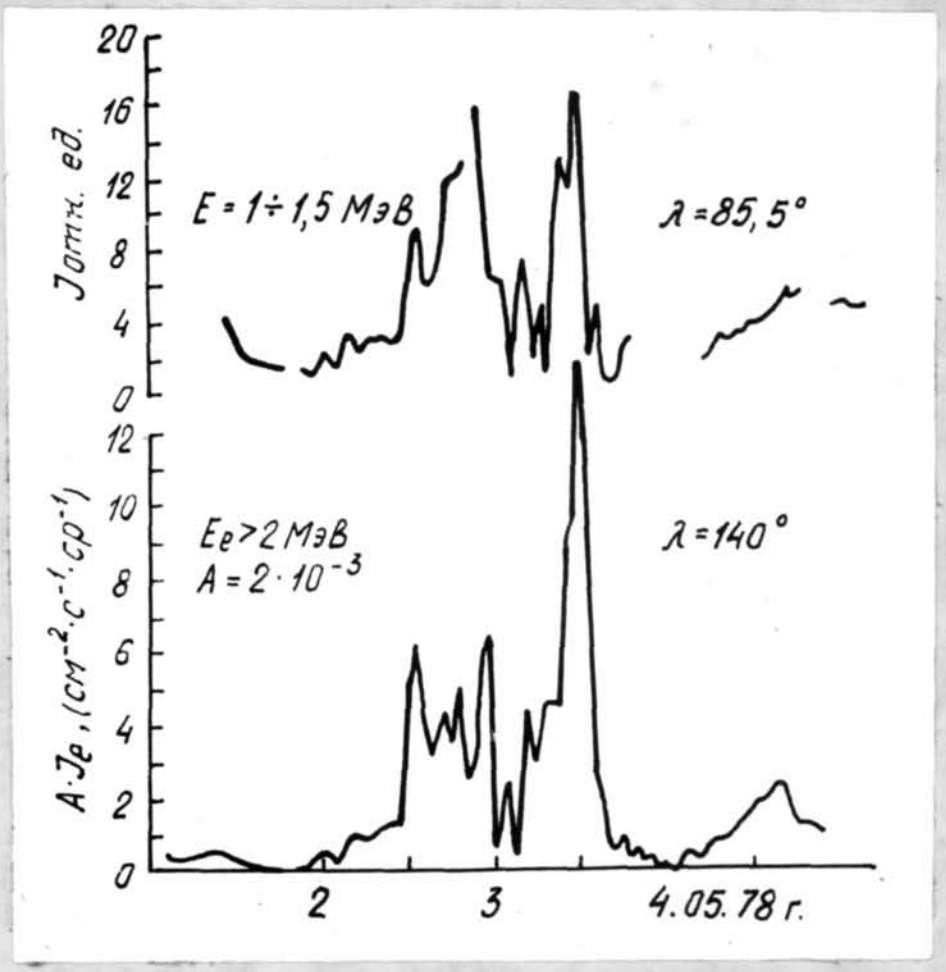


Рис.33. В верхней части рисунка приведены данные интенсивности потока электронов на ГС "Радуга". Ниже - данные японского GMS

лученных на ГС "Радуга" за этот период, показан в верхней части рис.34. В нижней части рисунка приведены данные Z компоненты геомагнитного поля по измерениям на станции Тикси ($L \sim 5{,}6$). Из представленных на рисунках данных следует, что 3 мая 1978 г. наблюдалось увеличение амплитуды пульсаций как геомагнитного поля, так и потоков релятивистских электронов во внешнем РПЗ. Изменение интенсивности электронов отмечалось одновременно на двух спутниках, разнесенных по долготе почти на $\sim 55^{0}$. Пример аналогичных пульсаций электронов с энергией $I \div I{,}5$ МэВ по данным ГС "Радуга" за период с 29 по 30 марта 1978 г. показан на рис.35. Общее для колебаний, представленных на рис.34 и 35, является неустойчивость фазы колебания со временем, сбои. Средний период колебания составлял величину около 160 минут.

Вероятно, наблюдаемые колебания интенсивности потока электронов обусловлены изменением напряженности магнитного поля Земли на орбите геостационарного спутника с периодами $\sim$ 2-3 часа. Геомагнитные колебания с такими периодами могут возникнуть вследствие существования автоколебательного режима в последовательности магнитосферных суббурь [144]. Другой возможной причиной являются колебания хвоста геомагнитосферы с периодом порядка 2-3 часов [145]. Эти колебания способны привести к двух-трехчасовой периодичности инжекции плазмы в магнитосферу и раскачке колебаний геомагнитного поля с соответствующими периодами [146].

Есть еще одна причина, по-видимому, способная вызвать заметные колебания геомагнитного поля с периодами около 160 минут, - это колебания Солнца. Для раскачки геомагнитных ко-

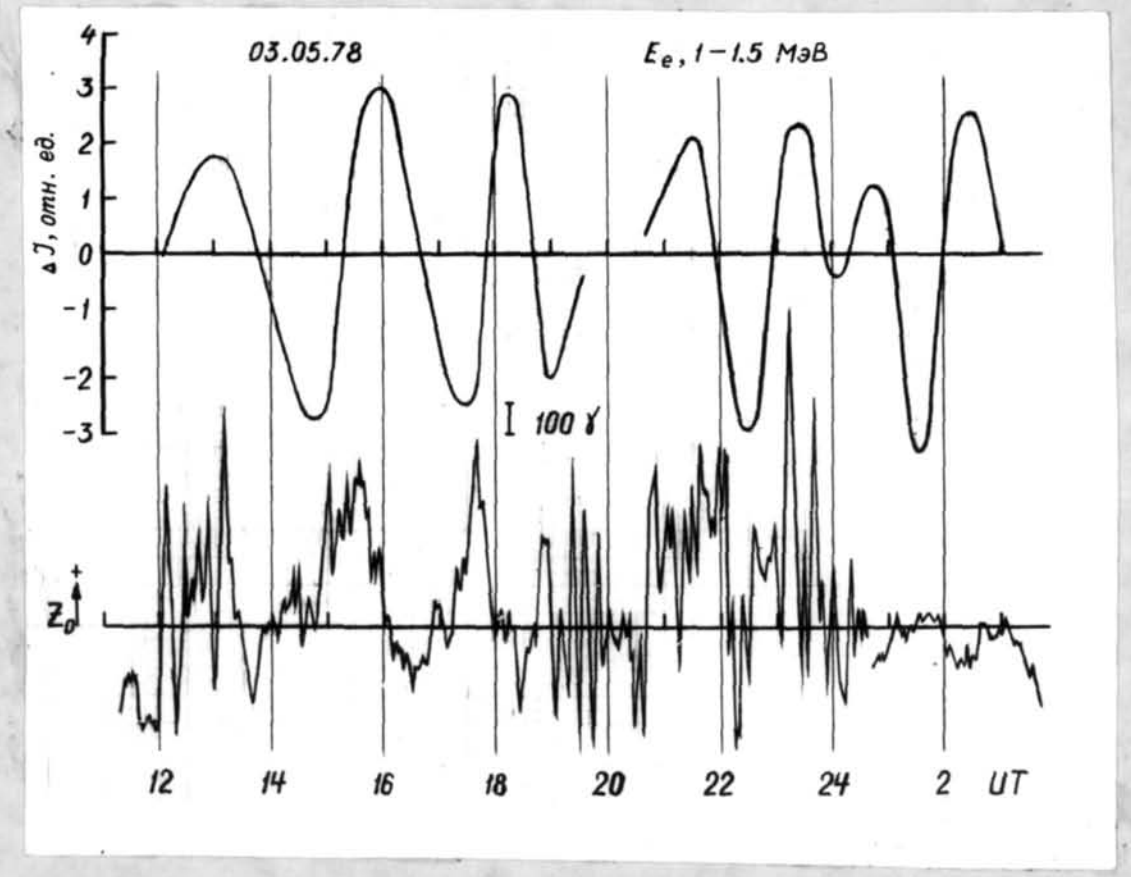


Рис.34. Вариации интенсивности потока электронов с E = I–I,5 МэВ на орбите ГС ($L \sim 6{,}6$) и $\not\equiv$ - составляющей геомагнитного поля ($L \sim 5{,}6$).

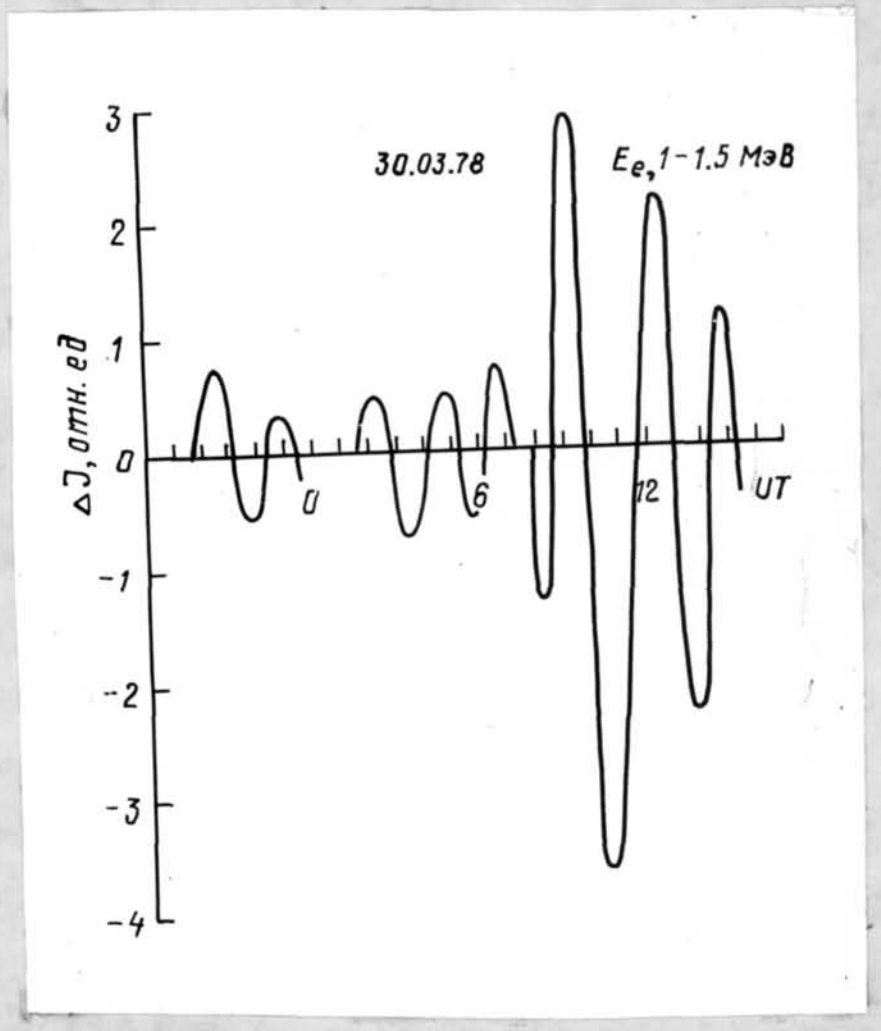


Рис.35. Вариации интенсивности потока электронов на орбите геостационарного спутника

лебаний необходимо, чтобы амплитуда вариации интенсивности потока ультрафиолетового излучения ($\lambda \sim 100$ нм), падающего на ионосферу, составляла величину порядка 2-4% [147].

Амплитуда вариаций интенсивности релятивистских электронов на $L \sim 6{,}6$ с периодом ~ 2-3 часа составляла величину около 10% в то время как колебания с периодом 24 часа имели амплитуду около 100%, а с периодами 27 и 30 суток более 100%.

4.3. Обсуждение результатов

С целью изучения природы периодических и непериодических составляющих потока релятивистских электронов (E_e= 1-1,5 МэВ) во внешнем РПЗ был проанализирован экспериментальный материал, полученный с помощью геостационарных спутников "Радуга-1" и "Радуга-2" в период 1977-1979 гг.

Наблюдаемые возрастания интенсивности потока электронов во внешнем РПЗ имели широкий спектр амплитуд. Методами спектрального анализа были выделены периодические и непериодические составляющие потока электронов. Показано, что непериодические изменения потока электронов во внешнем РПЗ обусловлены воздействием на геомагнитосферу нестационарных крупномасштабных возмущений солнечного ветра типа межпланетных ударных волн, за фронтами которых скорость солнечного ветра превышала 500 км/с.

При взаимодействии геомагнитосферы с ударными волнами, за фронтами которых скорость солнечного ветра была существенно меньше 500 км/с, не наблюдалось заметного возрастания потока релятивистских электронов во внешнем РПЗ.

Использование методов спектрального анализа позволило выделить колебания интенсивности потока электронов с периода-

ми ~ 2÷3 часа, 24 часа, ~ 7, ~15, ~ 27 и 30 суток, 6 и 13 месяцев.

Наблюдаемые колебания с периодами ~ 2-3 часа [140] обусловлены изменениями напряженности магнитного поля Земли на орбите геостационарного спутника. Геомагнитные колебания с такими периодами могут возникнуть вследствие существования автоколебательного режима в последовательности магнитосферных суббурь [144], или за счет колебания хвоста геомагнитосферы с периодом порядка 2-3 часа [145]. Возможно, геомагнитные колебания с периодом около ~ 160 минут могут возникнуть также в результате колебания потока ультрафиолетового излучения Солнца с соответствующим периодом [147].

Суточные колебания интенсивности электронов на геостационарной орбите появляются благодаря смещению дрейфовых оболочек электронов к Земле на ночной стороне и от Земли на дневной стороне геомагнитосферы. Геостационарный спутник, имея почти круговую орбиту, при своем движении пересекает различные дрейфовые оболочки.

Смещение оболочек к Земле на ночной стороне геомагнитосферы связано с дрейфом электронов в геомагнитном поле и электрическом, направленном поперек хвоста геомагнитосферы с утренней стороны на вечернюю. На дневной же стороне магнитосферы дрейф электронов в геомагнитном поле и электрическом, направленном также с утренней стороны на вечернюю, приводит к смещению оболочек от Земли.

Вероятной причиной вариаций интенсивности потока электронов во внешнем радиационном поясе с периодами ~7 и 15 суток является эффект воздействия на геомагнитосферу квазистационарных крупномасштабных возмущений ММП, типа секторных

границ.

Вариации релятивистских электронов с периодами 27 суток и 30 суток связаны с рекуррентными высокоскоростными потоками плазмы солнечного ветра. Источниками высокоскоростных потоков солнечного ветра, вызывающих 27 суточные вариации в геомагнитосфере, могут являться активные области, находящиеся на гелиоширотах $\sim 15\text{-}20^{0}$, а источниками высокоскоростных потоков, вызывающих вариации с периодом ~ 30 суток, корональные дыры, находящиеся на гелиоширотах $50\text{-}60^{0}$. Экспериментальные результаты, приведенные в таблицах 3,4,5, подтверждают, что величина скорости солнечного ветра является наиболее важным параметром, определяющим значение интенсивности потока релятивистских электронов во внешнем радиационном поясе.

В геомагнитосфере, в отличие от вариаций потока электронов с периодами 27 и 30 суток, вариации с периодом 6 месяцев не зависят от величины скорости солнечного ветра и, по-видимому, обусловлены эффектом изменения положения геомагнитного диполя относительно ММП в течение года.

Вариации потока релятивистских электронов во внешнем радиационном поясе с периодом 13 месяцев коррелирует с вариациями интенсивности потока юпитерианских электронов в межпланетной среде. Эта корреляция позволяет предполагать, что 13-месячные вариации интенсивности потока электронов в магнитосфере Земли непосредственно обусловлены вкладом юпитерианских электронов в общий поток частиц, захваченных в геомагнитном поле. В работе [156] было показано, что Юпитер является "точечным источником" энергичных электронов, распространяющихся в пределах 1-12 а.е. Мощность этого источника электронов была оценена в работе [157].

Вероятно, плотность релятивистских электронов в геомагнитосфере связана с плотностью электронов в межпланетной среде. Наличие такой связи подтверждается существованием 13-месячных вариаций потока релятивистских электронов в геомагнитосфере.

Вариации интенсивности электронов во внешнем РПЗ с периодами 24 часа, 27 дней, 13 месяцев наблюдались и ранее, вариации интенсивности релятивистских электронов в периодами $\sim$ 2-3 часа, 6, 15 и 30 суток, 6 месяцев обнаружены нами впервые.

4.4. Выводы

1. Проведена обработка и анализ экспериментального материала по динамике потока электронов с E = 1-1,5 МэВ, полученного в период 1977-1979 гг. на орбите геостационарного спутника.

2. Проведено сопоставление данных интенсивности потока релятивистских электронов на $L \sim 6{,}6$ с высокоскоростными потоками плазмы солнечного ветра и данными регистрации геомагнитных бурь с внезапным началом.

Показано, что после геомагнитной бури с внезапным началом, наблюдается увеличение интенсивности потока релятивистских электронов только в тех случаях, когда имеет место воздействие на геомагнитосферу высокоскоростного потока плазмы солнечного ветра ($V \geqslant 500$ км/с).

Показано, что всем возрастаниям потока релятивистских электронов во внешнем РПЗ предшествует возрастание скорости солнечного ветра.

3. Методами спектрального анализа выделены вариации интенсивности потока релятивистских электронов на геостационарной орбите, с периодами: ~ 2-3 часа, 24 часа, 7 суток, 15 суток, ~ 27 и 30 суток, ~ 6 и 13 месяцев.

Вариации интенсивности потока релятивистских электронов с периодами ~ 2-3 часа, ~ 7 суток, ~ 15 суток и около 30 суток, 6 месяцев обнаружены впервые.

5. ВЛИЯНИЕ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА НА ДИНАМИКУ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ВНЕШНЕГО РАДИАЦИОННОГО ПОЯСА

В предыдущей главе были рассмотрены рекуррентные и спорадические составляющие интенсивности потока релятивистских электронов во внешнем радиационном поясе. Было показано, что рекуррентные возрастания потока электронов связаны с рекуррентными высокоскоростными потоками плазмы солнечного ветра, спорадические возрастания интенсивности электронов связаны с воздействием на геомагнитосферу межпланетных ударных волн, за фронтами которых наблюдались высокоскоростные потоки ($V \geqslant 500$ км/с) солнечного ветра.

В данной главе с целью изучения обнаруженной связи между всплесками потока релятивистских электронов на $L \sim 6{,}6$ и возрастаниями скорости солнечного ветра, сделано следующее:

а) Сопоставлены значения интенсивности потока электронов с величиной D_{st} -индекса геомагнитной активности.

б) Сопоставлены значения времени задержки максимумов всплесков потока релятивистских электронов на $L \sim 6{,}6$ относительно максимумов скорости солнечного ветра с соответствующими значениями K_p -индекса геомагнитной активности.

в) Проведено сопоставление динамики потоков релятивистских электронов в межпланетной среде и во внешнем радиационном поясе.

г) Сделаны количественные оценки и дана физическая интерпретация полученных экспериментальных результатов [164, 175].

5.1. Современное состояние вопроса

Известно, что в период геомагнитных возмущений наблюдается существенное изменение в распределении частиц во внешнем РПЗ. Как правило, после внезапного начала магнитной бури весь пояс электронов средних энергий перемещается на более внутренние L -оболочки. Это явление носит необратимый характер [99]. В дальнейшем, при переходе от начальной фазы бури к главной, происходит резкое падение интенсивности энергичных электронов ($E > 0{,}15$ МэВ) [10,99], причем падение интенсивности сильнее на больших L -оболочках и для более энергичных частиц. После достижения главной фазы бури в радиационном поясе быстро (менее, чем за 3 часа) нарастает поток электронов с $Ee > 40$ кэВ [100]. Дифференциальный энергетический спектр электронов на $L \sim 6{,}6$ в этот период смягчается и в диапазоне 0,1-2 МэВ может быть представлен степенной функцией $J \sim E^{-\gamma}$, где $\gamma \sim 4$ (среднее значение показателя спектра γ в невозмущенный период ~ 3).

Затем отмечается нарастание потока релятивистских электронов с энергией $Ee > 0{,}5$ МэВ, максимум этого потока достигается спустя 2-4 суток с момента начала геомагнитной бури [16]. Спектр ужесточается и в диапазоне 0,1-2 МэВ на $L \sim 6{,}6$ показатель γ дифференциального энергетического спектра становится порядка ~ 2.

Для иллюстрации на рис. 36. показана эволюция спектра электронов на $L \sim 6{,}6$, наблюдавшегося в конце ноября 1977г. [16]. На рисунке пунктирной линией показан энергетический спектр электронов до геомагнитной бури, непрерывной линией - спектр спустя несколько часов после главной фазы геомагнит-

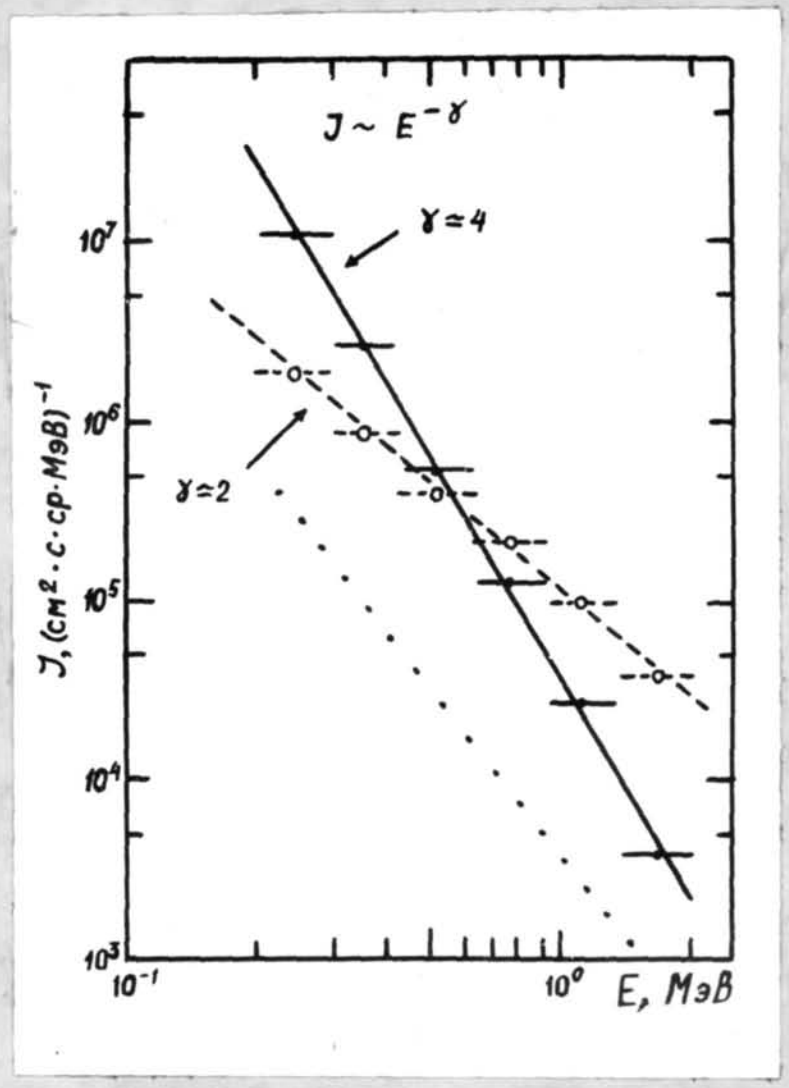


Рис.36. Энергетические спектры электронов на $L \sim 6{,}6$ [I6].

I. Непрерывная линия - спектр спустя несколько часов после главной фазы геомагнитной бури.

2. Штриховая линия - спектр спустя четверо суток после начала геомагнитной бури.

3. Пунктирная линия - спектр до геомагнитной бури.

ной бури, а штриховой линией - спустя несколько суток (~ 4 сут.).

Различие поведения потоков малоэнергичных и высокоэнергичных электронов во внешнем РПЗ указывает на то, что их происхождение различно [10,16].

В настоящее время вопрос о природе возрастаний интенсивности потока релятивистских электронов в магнитосфере Земли остается открытым.

5.2. D_{st} - вариации и динамика потока релятивистских электронов на $L \sim 6{,}6$

С целью исследования связи всплесков потока релятивистских электронов во внешнем радиационном поясе с величиной геомагнитной активности, нами было проведено сопоставление значений интенсивности потока электронов с величиной амплитуд D_{st} -вариаций.

На рис.37 показаны всплески электронов с Ее = 1-1,5 МэВ на орбите геостационарного спутника и приведены амплитуды D_{st} -вариаций. Штрихами над временным профилем интенсивности потока электронов отмечен местный полдень. На рисунке хорошо видна суточная вариация интенсивности электронов с максимумом на дневной стороне геомагнитосферы.

В ноябре 1978 г., минимум D_{st} отмечался 25 числа (рис.37), возрастание потока электронов началось на фазе распада кольцевого тока. Максимальное значение интенсивности отмечалось 29 ноября. В событиях, зарегистрированных в марте 1977 г. и мае 1979 г., напротив, существенных понижений D_{st} индекса не наблюдалось (рис.37), тогда как во внешнем РПЗ отмечались мощные всплески потока электронов.

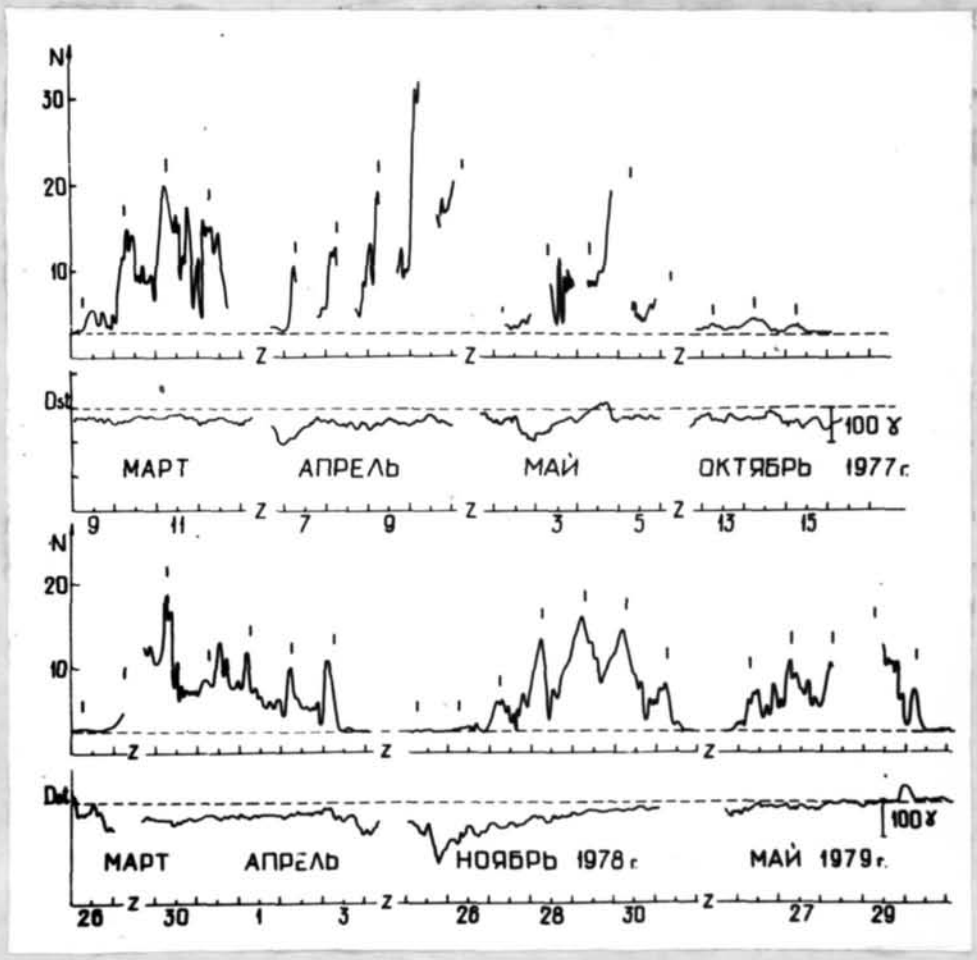


Рис.37. Вариации потока электронов с E = I-I,5 МэВ на орбите ГС и временной ход D_{st} -индекса геомагнитной активности.

Таким образом, экспериментальные данные указывают на то, что между амплитудой возрастания потока релятивистских электронов во внешнем РПЗ и D_{st} -вариацией индекса геомагнитной активности нет устойчивой связи.

Независимо от величины D_{st} -вариации, при погружении геомагнитосферы в высокоскоростной ($V \geqslant 500$ км/с) поток плазмы солнечного ветра, во внешнем РПЗ на $L \sim 6{,}6$ наблюдается всплеск интенсивности потока релятивистских электронов.

5.3. Связь интенсивности потока электронов в геомагнитосфере с потоком электронов в межпланетной среде

При сопоставлении данных по интенсивности релятивистских электронов ($E \sim 1$ МэВ) в геомагнитосфере и межпланетной среде было обнаружено, что с увеличением потока электронов в межпланетной среде увеличивается поток электронов и во внешнем радиационном поясе. Экспериментальным фактом, подтверждающим наличие связи между интенсивностью электронов в геомагнитосфере с интенсивностью электронов в межпланетной среде является $\sim$ 13 месячная вариация их потока как в межпланетной среде [154], так и в магнитосфере Земли [16,149].

В течении 1976-1977 гг. [16] и 1977-1978 гг. [149] в магнитосфере Земли регистрировались вариации интенсивности потока релятивистских электронов с периодом $\sim$ 13 месяцев. В работах [16,149] было показано, что максимумы 13 месячных вариаций потока электронов совпадали по времени с максимумами аналогичных вариаций потока релятивистских электронов в межпланетном пространстве.

Вариации потока электронов в межпланетном пространстве

были обусловлены мощным ускорителем электронов в солнечной системе [I56,I57] - Юпитером, имеющим синодический период вращения $\sim$ I3 мес. На рис.38 сделано сопоставление результатов одновременных наблюдений потоков электронов со средней энергией $\langle Ee \rangle$ = I,2 МэВ в межпланетном пространстве с потоками электронов с E_e = I-I,5 МэВ на дневной стороне геостационарной орбиты за период с июля I977 г. по март I979 г. В верхней части рисунка приведены данные межпланетного аппарата [I54], в нижней части - данные спутника "Радуга". Штриховой линией и плавной кривой показаны низкочастотные составляющие потоков электронов. Между потоками электронов в геомагнитосфере и межпланетной среде видна заметная корреляция, например, в геомагнитосфере, как и в межпланетной среде, наиболее значительные возрастания интенсивности потока электронов наблюдались в июле-августе I977 г., а не в январе I978г. Наличие связи между плотностью потока электронов в межпланетной среде и в магнитосфере Земли является указанием на существование диффузионного механизма, посредством которого энергичные электроны с магнитопаузы могут проникать внутрь магнитосферы. Скорость радиальной диффузии электронов будет определяться степенью возмущенности геомагнитного поля в области их дрейфовых частот ($I0^{-2}$ - $I0^{-3}$ Гц).

Зависимость плотности релятивистских электронов в магнитосфере Земли от плотности электронов в межпланетном пространстве проявляется в том, что при одной и той же амплитуде возрастания скорости солнечного ветра, возрастание плотности потока релятивистских электронов в геомагнитосфере в среднем сильнее для тех событий, в которых поток электронов в межпланетной среде был выше.

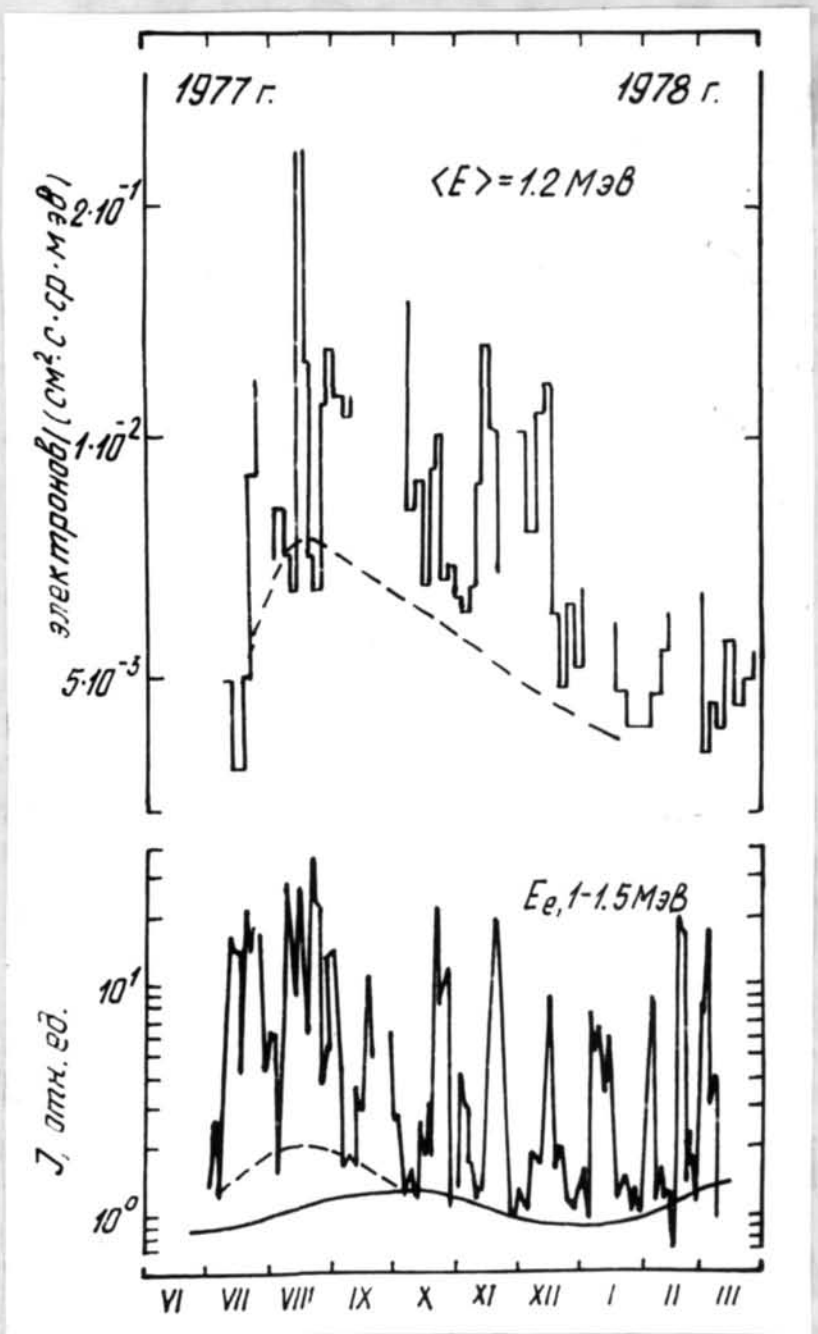


Рис.38. Интенсивность потока релятивистских электронов в межпланетной среде (в верхней части рисунка) и на орбите ГС (в нижней части рисунка). Плавная непрерывная кривая - составляющая с вариации с периодом ~6 месяцев. Штриховые кривые - составляющие с периодом ~I3 месяцев.

Увеличение плотности потока релятивистских электронов в магнитосфере Земли может происходить и тогда, когда в межпланетной среде нет заметного увеличения потока энергичных электронов. В качестве примера такого события на рис. 39 приведено возрастание интенсивности релятивистских электронов (Ее = 1--1,5 МэВ) во внешнем РПЗ, зарегистрированное в период с 3 по 9 августа 1978 г. В верхней части рисунка показаны значения интенсивности электронов с энергией 1-4 МэВ вблизи магнитосферы Земли [151], в нижней части - значения скорости солнечного ветра и интенсивности электронов с энергией 1-1,5 МэВ по данным ГС "Радуга". Несмотря на то, что в течение периода с 3 по 9 августа вблизи магнитосферы не наблюдались увеличение потока релятивистских электронов, возрастание скорости плазмы солнечного ветра сопровождалось увеличением интенсивности релятивистских электронов во внешнем радиационном поясе. При этом максимум потока релятивистских электронов на геостационарной орбите отставал от максимума скорости солнечного ветра на характерное время $\sim$ 2,5 суток.

5.4. Влияние скорости плазмы солнечного ветра на динамику энергичных электронов во внешнем радиационном поясе

5.4.1. Зависимость интенсивного потока релятивистских электронов на $L \sim 6{,}6$ от величины скорости солнечного ветра

Рассмотрим количественные характеристики связи интенсивности релятивистских электронов во внешнем радиационном поясе с величиной скорости солнечного ветра.

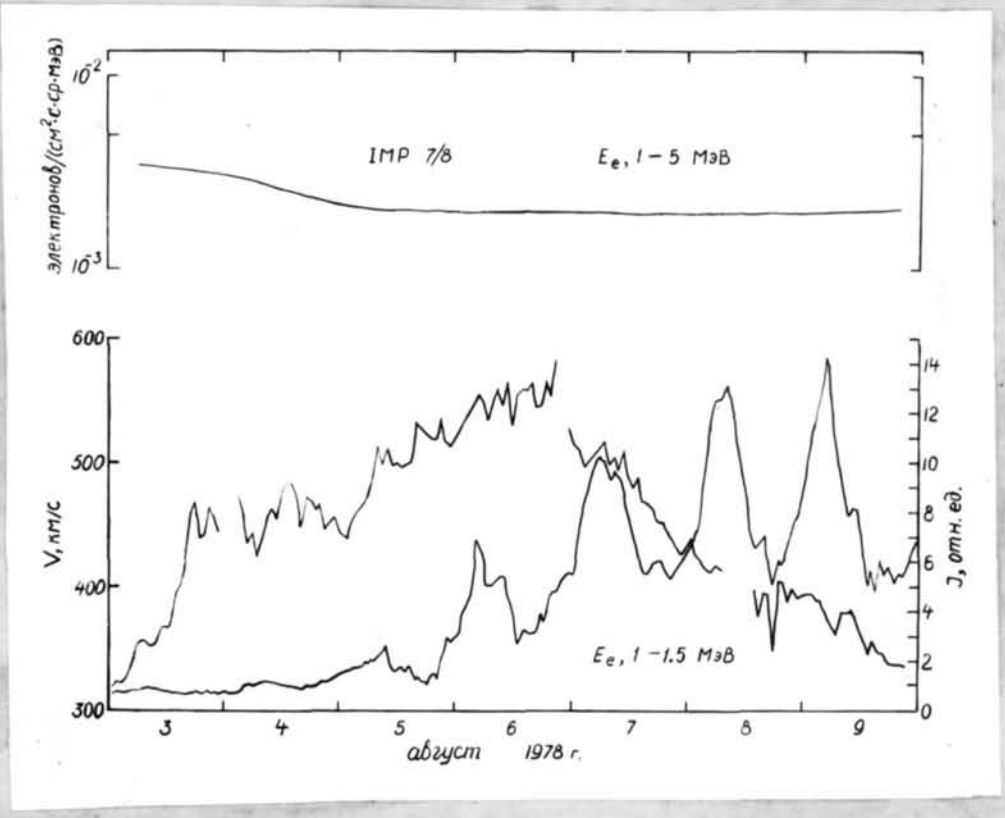


Рис.39. Временные профили: потока электронов с энергией I-5 МэВ в межпланетной среде, скорости солнечного ветра вблизи магнитосферы и потока электронов с энергией I-I,5 МэВ на орбите геостационарного спутника за период с 3 по 9 августа I978 г.

В табл.5 перечислены наиболее значительные возрастания интенсивности потока электронов (Ее = I-I,5 МэВ) на орбите геостационарного спутника за период 1977-1978 гг., указаны время нарастания интенсивности до максимума $\tau_н$, время спада $\tau_с$, среднесуточные значения скорости солнечного ветра и время задержки τ максимума потока электронов на $L \sim 6{,}6$ относительно максимума скорости солнечного ветра.

Среднее время задержки между максимумом скорости солнечного ветра и максимумом потока релятивистских электронов на $L \sim 6{,}6$ по всем наблюдаемым событиям составляло величину $\sim 2{,}5$ суток. Из табл.5 следует, что для значительного (на порядок) возрастания потока релятивистских электронов во внешнем РПЗ, необходимо, чтобы набегающий на магнитосферу поток солнечного ветра имел большую скорость ($V \sim 500$ км/с).

Время $\tau_н$ нарастания интенсивности потока релятивистских электронов во внешнем РПЗ до максимума различно для событий, связанных со вспышечными потоками плазмы, и событий, связанных с рекуррентными высокоскоростными потоками плазмы солнечного ветра. При взаимодействии геомагнитосферы со вспышечными потоками (I7.02.78 г.; 03.05.78 г., табл.5) нарастание интенсивности электронов до максимального значения происходит быстрее, чем при взаимодействии с рекуррентными высокоскоростными потоками солнечного ветра (II.04.77 г.).

Для анализа характера связи между плотностью потока электронов во внешнем РПЗ и скоростью солнечного ветра обратимся к статистическому материалу.

На рис.40 показаны, нормированные на единицу распределения числа суток, в которые проводились наблюдения (непрерывные линии) и числа (около 50) всплесков потока электронов

Таблица 5

Интенсивность в максимумах потока электронов с E = I-I,5 МэВ на $L \sim 6{,}6$; время нарастания до максимума; время спада; среднесуточные значения скорости солнечного ветра и время задержки максимума потока электронов на $L \sim 6{,}6$ относительно максимума скорости солнечного ветра.

Дата	J, $\frac{\text{электр.}}{\text{см}^2\ \text{с}}$	$\tau_н$	$\tau_с$	V	τ
II.03.77	70 $I0^4$	2	>2	600	I
II.04.77	I28 $I0^4$	4	2	623	3
I9.07.77	86 $I0^4$	2	I	625	2
22.07.77	74 $I0^4$	2.5	3	-	-
07.08.77	II4 $I0^4$	I,5	4	690	I
I4.08.77	98 $I0^4$	2.5	2	542	2
20.08.77	I34 $I0^4$	2,5	4	620	2
I7.02.78	72 $I0^4$	I	4	⩾600	I,5
05.03.78	70 $I0^4$	>3	I	6I6	4
22.03.78	50 $I0^4$	>2	I	522	3
30.03.78	60 $I0^4$	<3	6	640	2
08.04.78	29 $I0^4$	3	3	475	3
22.04.78	34 $I0^4$	⩾2	2	700	2
29.04.78	70 $I0^4$	4	⩾2	535	4
03.05.78	64 $I0^4$	I	2	⩾600	I
09.08.78	54 $I0^4$	3	⩾2	470	3
29.08.78	52 $I0^4$	I	-	480	I
03.09.78	I84 $I0^4$	3	3	570	2
29.II.78	54 $I0^4$	3	3	595	3

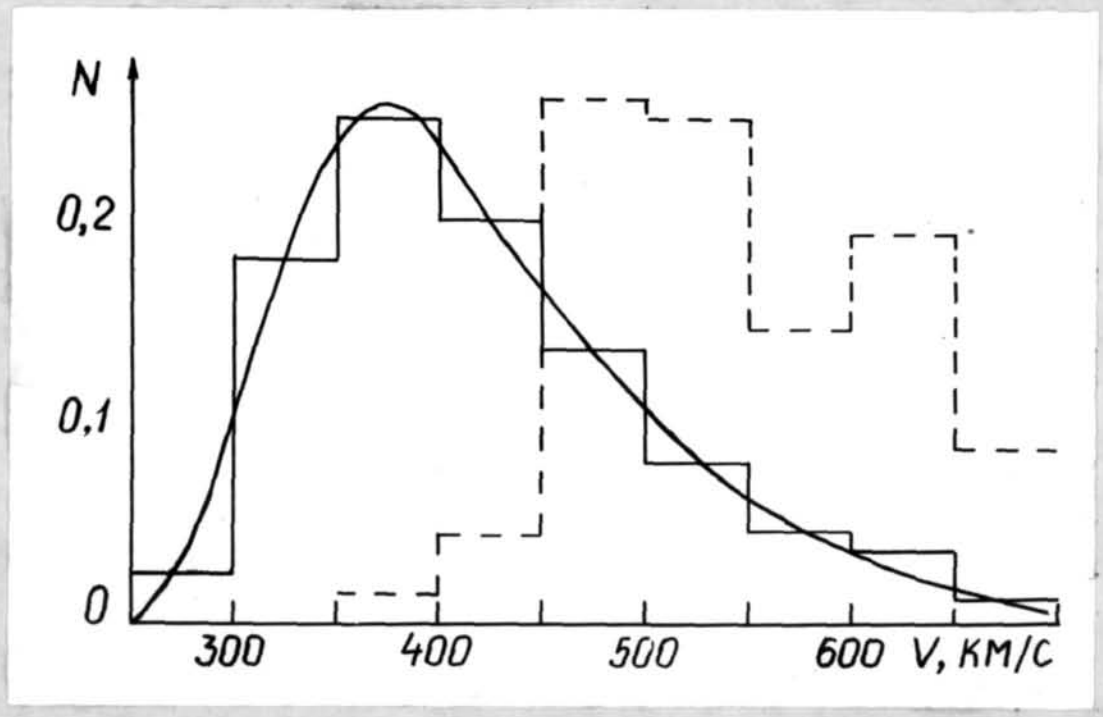


Рис.40. Распределение числа суток (непрерывные линии) и числа всплесков потока электронов (E = I-I,5 МэВ) на $L \sim 6{,}6$ (штриховые линии) за период с I977 по I978 г. по среднесуточным значениям скорости солнечного ветра.

(E = I-I,5 МэВ) на $L \sim 6{,}6$ (штриховые линии) за период с 1977 по 1978 год, по среднесуточным значениям скорости солнечного ветра [I58].

Из экспериментальных данных, представленных на рис.40, следует, что в течение 1977 и 1978 годов среднесуточные значения скорости солнечного ветра в основном были меньше 450 км/с. Все значительные возрастания интенсивности потока релятивистских электронов во внешнем РПЗ наблюдались при среднесуточнх значениях скорости солнечного ветра 450 км/с. и более. Если скорость солнечного ветра превышает эту величину, то резко возрастает вероятность всплеска интенсивности потока электронов во внешнем РПЗ на $L \sim 6{,}6$.

Статистический материал, приведенный на рис.40, подтверждает ранее сделанный нами вывод о том, что всплески релятивистских электронов во внешнем РПЗ есть отклик на высокоскоростные потоки солнечного ветра [48,I39,I49,I64,I75].

Приведем примеры связи интенсивности потока электронов во внешнем РПЗ с величиной скорости солнечного ветра в конкретных событиях.

На рис.4I показаны временные профили скорости солнечного ветра [I58] и потока релятивистских электронов на $L \sim 6{,}6$ за период с I6 по 2I августа 1977 г. На рисунке видно, что при возрастании скорости солнечного ветра во внешнем РПЗ наблюдается увеличение интенсивности релятивистских электронов как на дневной стороне орбиты геостационарного спутника, так и на ночной.

Огибающая максимумо суточной вариации дает значение интенсивности электронов на дневной стороне, а минимумов - на ночной стороне орбиты.

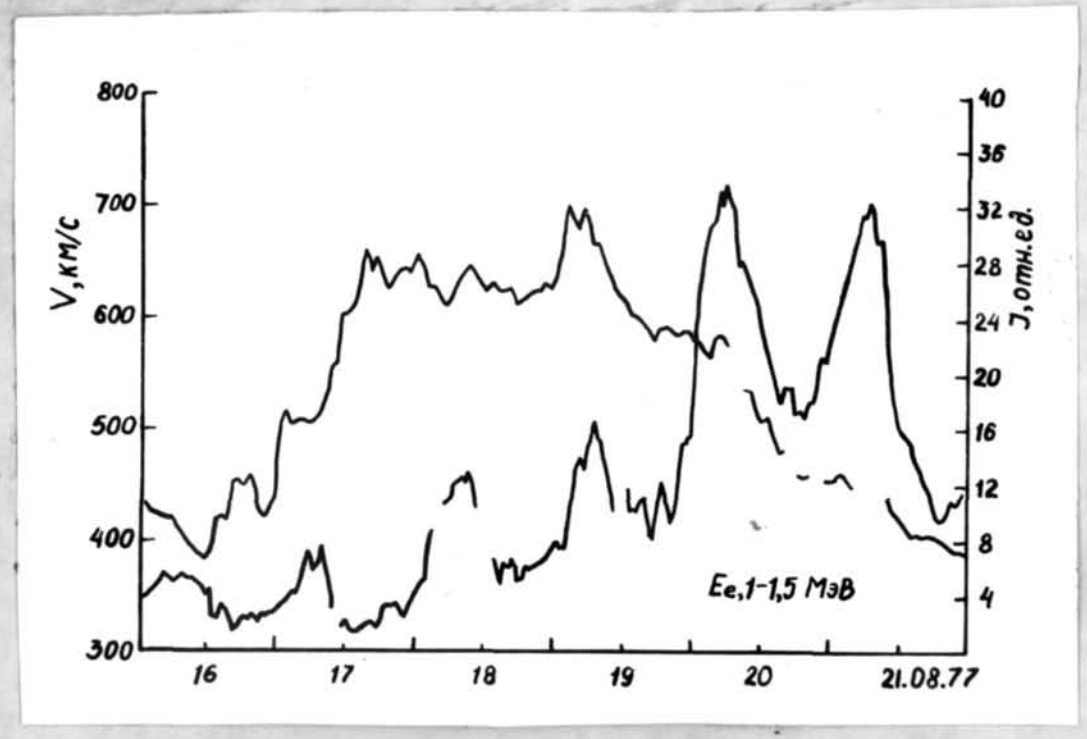


Рис.4I . Временные профили скорости солнечного ветра и поток электронов на орбите ГС в период с I6 по 2I августа I977 г.

Самое мощное и продолжительное событие за период с 1977г. по 1979 г. показано на рис.42. Тонкой линией на рисунке показан временной профиль скорости солнечного ветра, жирной линией - временной профиль интенсивности потока электронов с энергией I-I,5 МэВ по данным ГС "Радуга-I" ($\lambda \sim 85^{\circ}$ в.д.).

Справа на рисунке по оси ординат отложены значения скорости солнечного ветра, слева - значения интенсивности потока электронов в относительных единицах, по оси абсцисс - мировое время в сутках. Повышенное значение интенсивности потока электронов отмечалось в течение периода с 28 августа по 6 сентября 1978 г.

Данное событие отличается от других не только большой мощностью, но и тем, что в нем зарегистрирована необычно большая разница в потоках релятивистских электронов на дневной и ночной сторонах геостационарной орбиты. Это указывает на сильную деформацию геомагнитного поля на высотах геостационарных спутников в начале сентября 1978 г. Для сравнения на рис.43 приведено событие, зарегистрированное в конце ноября 1978 г. На рисунке видно, что возрастание интенсивности электронов с энергией I-I,5 МэВ на ночной стороне геостационарной орбиты было лишь в два раза меньше, чем на дневной стороне.

Из экспериментальных данных, приведенных в табл.5, следует, что время запаздывания максимума потока электронов на $L \sim 6{,}6$ относительно максимума скорости солнечного ветра может существенно меняться от события к событию. Естественно предположить, что эти изменения времени запаздывания связаны с изменениями скорости диффузии частиц с границы магнитосферы (существование диффузионного потока энергичных частиц, направленного преимущественно внутрь геомагнитосферы под твер-

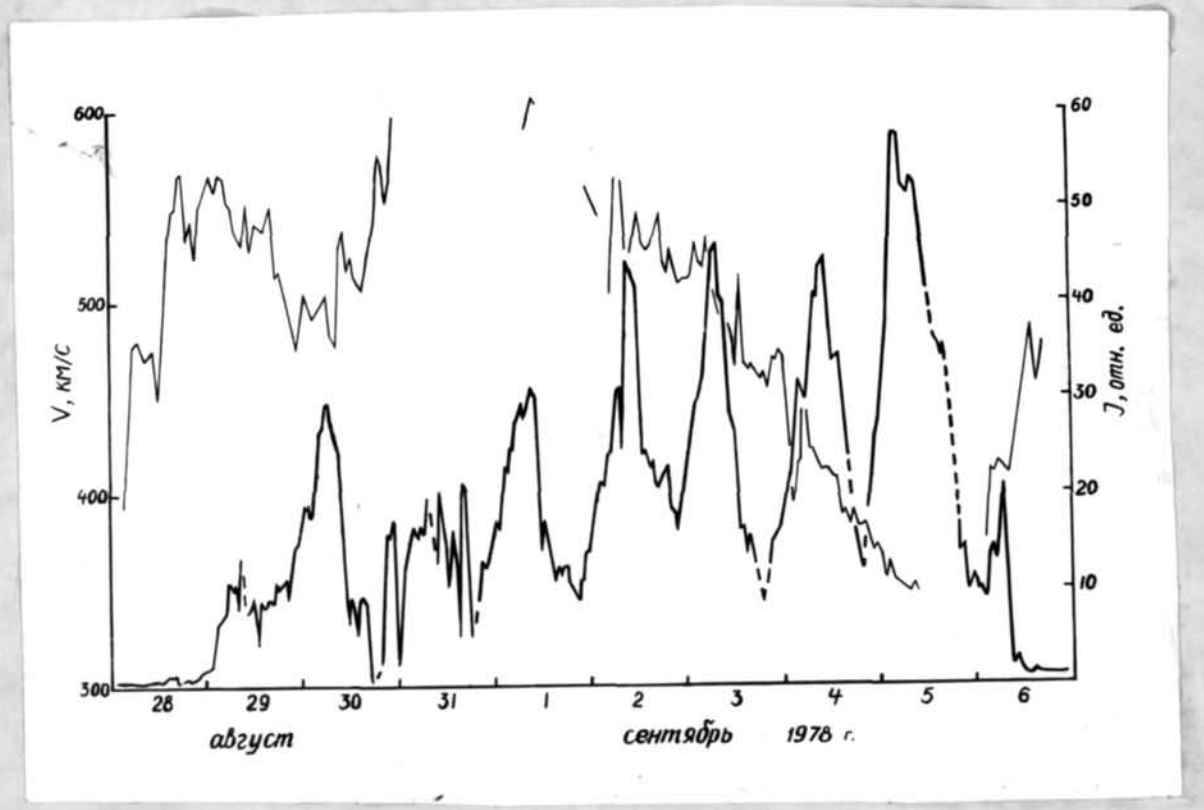


Рис.42. Временные профили скорости солнечного ветра вблизи магнитопаузы и интенсивности потока электронов с энергией I-I,5 МэВ на орбите геостационарного спутника в период с 28 августа по 6 сентября 1978 г.

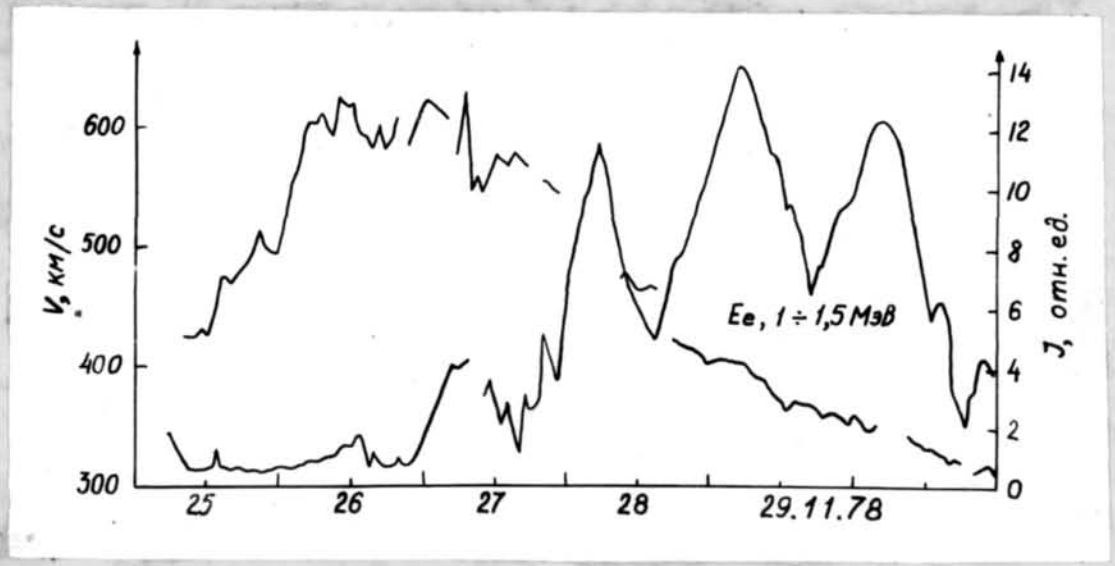


Рис.43. Временной ход скорости солнечного ветра вблизи магнитосферы и потока электронов на орбите геостационарного спутника в период с 25 по 30 ноября 1978 г.

ждается наличием 13 месячных вариаций интенсивности электронов в магнитосфере Земли).

Скорость радиальной диффузии электронов во внешнем РПЗ определяется степенью возмущенности геомагнитного поля в низкочастотной области спектра $\sim 10^{-3} - 10^{-2}$ Гц, т.е. в области дрейфовых частот.

Одной из характеристик возмущенности геомагнитного поля в низкочастотной области спектра является значение Кр-индекса геомагнитной активности [114, 117, 121].

Между Кр-индексом и коэффициентами радиальной диффузии энергичных электронов во внешнем радиационном поясе на $L \sim 6{,}6$ имеется эмпирическая связь [114].

$$\lg\left(L^{-10} D_{LL}\right) = -9.6 + 0.07 \sum_{1/2\ сут} K_p ,$$

где в левой части стоит сумма Кр за 12 часов (т.е. сумма 4-х значений Кр). Таким образом, следует ожидать, что изменение Кр-индекса геомагнитной активности будет сопровождаться изменением коэффициентов радиальной диффузии электронов во внешнем РПЗ и, следовательно, изменением времени диффузии электронов с границы геомагнитосферы до $L \sim 6{,}6$.

Для проверки данного предположения было проведено сопоставление значений Кр-индекса и наблюдаемого времени запаздывания максимумов потока электронов относительно максимумов скорости солнечного ветра.

На рис.44 приведено распределение числа всплесков интенсивности потока электронов с Ее = 1-1,5 МэВ (зарегистрированных в период 1977-1978 гг. на $L \sim 6{,}6$) по времени запаздывания максимумов всплесков электронов относительно максимумов скорости солнечного ветра (непрерывные линии). На

рисунке так же показаны усредненные за сутки значения Кр-индекса в период прохождения высокоскоростного потока для событий с разными временами запаздывания.

Из результатов, представленных на рис.44, следует, что с увеличением геомагнитной возмущенности время запаздывания максимумов всплеска электронов на $L \sim 6{,}6$ относительно максимумов скорости солнечного ветра уменьшается.

На рис.45 приведено ожидаемое время $t_D \sim 0.01\, L^2/D_{LL}$ диффузии энергичных электронов с границы геомагнитосферы [5] на $L \sim 6{,}6$, рассчитанное по известным значениям Кр-индекса геомагнитной активности для событий с разными временами запаздывания. Хорошее соответствие между ожидаемым временем диффузии электронов t_D и экспериментально наблюдаемым запаздыванием τ, является указанием того, что всплески релятивистских электронов во внешнем РПЗ обусловлены усилением радиальной диффузии частиц с границы геомагнитосферы, а не являются результатом их локального ускорения на замкнутых силовых линиях магнитного поля внутри радиационного пояса.

5.4.2. Результаты одновременных наблюдений интенсивности потока электронов на магнитопаузе и на орбите геостационарного спутника

С целью определения направления диффузионного потока частиц в магнитосфере Земли был проведен анализ данных одновременных измерений интенстивности потока электронов с Ее = = I-I,5 МэВ на $L \sim 6{,}6$ (орбита ГС) и данных измерений интенсивности электронов с Ее = 0,3-I,3 МэВ и Ее = I,3-3 МэВ на магнитопаузе по результатм измерений на ИСЗ "Прогноз-6" и "Прогноз-7".

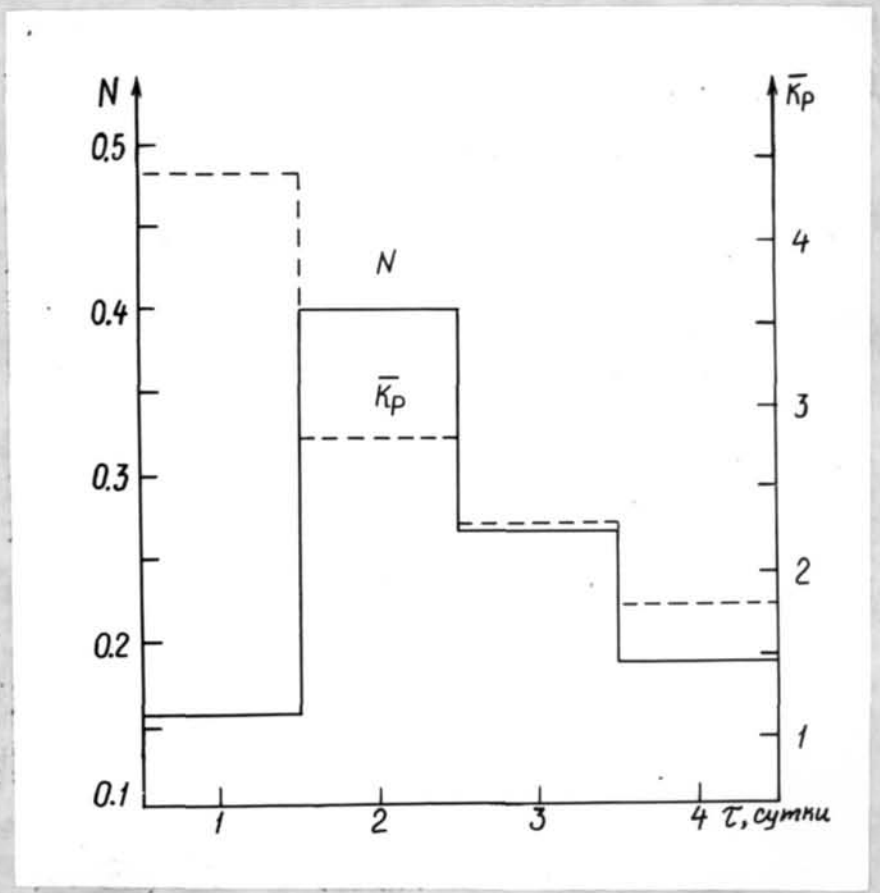


Рис.44. Распределение числа всплесков потока электронов с E = I-I.5 МэВ (непрерывные линии) и им соответствующее среднее значение Кр-индекса (штриховые линии), по времени задержки максимума плотности электронов на $L \sim 6{,}6$ относительно максимума скорости солнечного ветра.

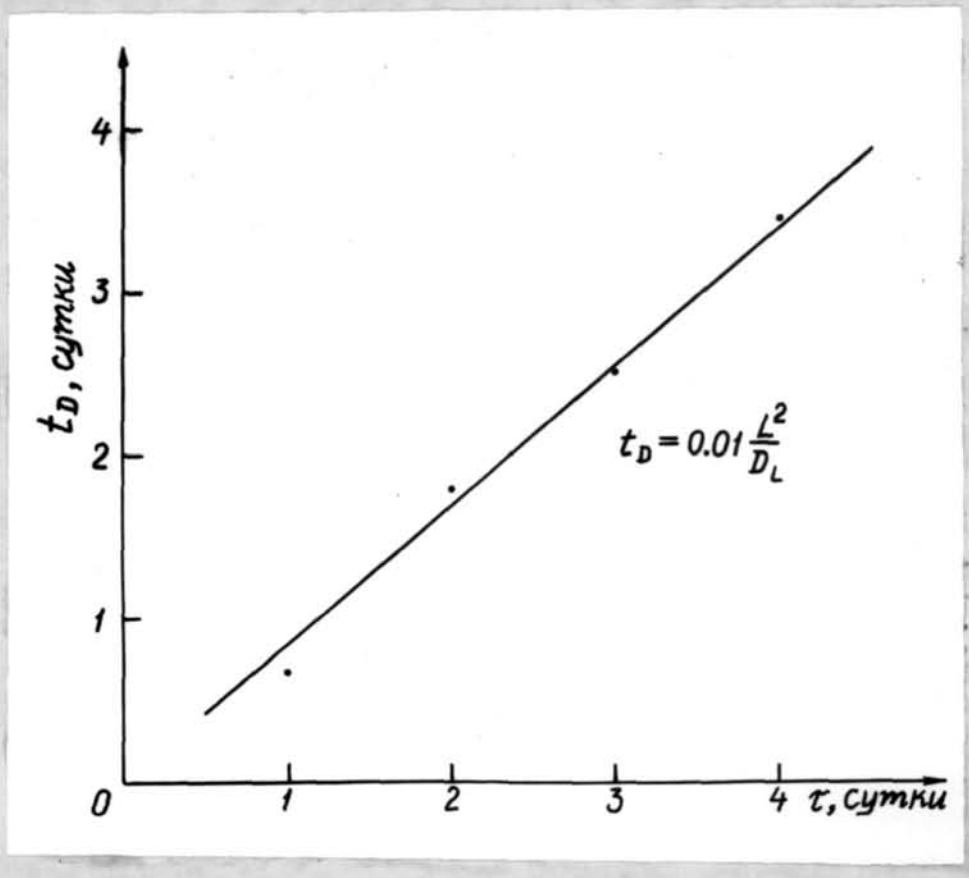


Рис.45. Ожидаемое время диффузии t_D электронов с границы магнитосферы до $L \sim 6{,}6$ для событий с разными временами задержки τ максимумов плотности электронов на $L \sim 6{,}6$ относительно максимумов скорости солнечного ветра.

Орбиты спутников серии "Прогноз" имели параметры: апогей 200000 км, перигей 600 км; наклон орбиты к плоскости экватора 65^{0}, период обращения 4 суток. За период спутники более 3-х суток находились вне магнитосферы. На каждом витке они дважды пересекали магнитопаузу. Первый раз на средних широтах на влете в магнитосферу, второй раз на высоких широтах при вылете из нее. Точки вылета спутников из магнитосферы находились дальше от ее лобовой части, чем точки влета.

В работах [I59-I63] сообщалось о наблюдении всплесков интенсивности потока энергичных электронов при вылете спутников из магнитосферы. Эти всплески электронов не связаны со всплесками в межпланетном пространстве [I59,I60] и с электронами, ускользающими из внешнего радиационного пояса [I63]. Вероятно, наблюдаемые потоки электронов ускоряются непосредственно вблизи магнитопаузы при взаимодействии геомагнитосферы с высокоскоростными потоками плазмы солнечного ветра.

Проведем сопоставление значений скорости солнечного ветра, величины потока электронов на магнитопаузе и во внешнем радиационном поясе.

В табл.6 показаны среднесуточные значения скорости солнечного ветра, интенсивности потоков электронов с Ee = 0,3-I,3 МэВ на магнитопаузе и с Ee = I-I,5 МэВ на орбите геостационарного спутника.

Из результатов, приведенных в табл.6, следует, что при возрастании скорости солнечного ветра наблюдается увеличение интенсивности электронов как на магнитопаузе, так и во внешнем радиационном поясе. При этом, максимум плотности электронов на магнитопаузе достигается раньше, чем во внешнем

Таблица 6

Результаты одновременных наблюдений интенсивности электронов на $L \sim 6{,}6$ и магнитопаузе.

Дата	V, км/с	J^*, $\frac{\text{электр.}}{\text{см}^2\ \text{с}}$	J, $\frac{\text{электр.}}{\text{см}^2\ \text{с}}$
08.I0.77	360	0,7	$\leqslant$ 4 $I0^4$
20.I0.77	520	3.5	40 $I0^4$
27.I0.77	357	0.7	$\leqslant$ 4 $I0^4$
3I.I0.77	456	5	$\leqslant$ 4 $I0^4$
02.II.77	4I8	-	I5 $I0^4$
I6.II.77	507	8,5	30 $I0^4$
20.II.77	347	I,6	70 $I0^4$
28.II.77	4I3	3	6 $I0^4$
06.I2.77	365	2,2	5 $I0^4$
24.II.78	500	7,5	6 $I0^4$
27.II.78	575	I2.5	35 $I0^4$
I0.I2.78	380	0,5	$\leqslant$ 4 $I0^4$
24.0I.79	450	I	$\leqslant$ 4 $I0^4$
28.0I.79	$\geqslant$ 550	3	7 $I0^4$
0I.02.79	$\leqslant$ 500	0,25	20 $I0^4$

* Поток электронов с Ee = 0,3-I,3 МэВ на магнитопаузе.

радиационном поясе. Например, в событии, зарегистрированном во второй половине ноября 1977 г., возрастание скорости солнечного ветра сопровождалось увеличением потока энергичных электронов, как на магнитопаузе, так и внешнем РПЗ, максимум интенсивности электронов на магнитопаузе наблюдался 16.11.77 г., а во внешнем радиационном поясе (на $L \sim 6{,}6$) на несколько дней позднее, т.е. 19 и 20.11.77 г. [164].

Для иллюстрации данные событий, зарегистрированных в ноябре 1977 г. и в ноябре 1978 г., представлены в графическом виде на рис.46 и рис.47. В верхней части рис.46 показаны временные профили интенсивности электронов в относительных единицах по результатам измерений на ИСЗ "Прогноз-6". Скобками отмечены всплески электронов, зарегистрированные при вылете спутника из геомагнитосферы. В нижней части рисунка показаны временные профили скорости плазмы солнечного ветра и потока релятивистских электронов на геостационарной орбите. На рисунке видно, что скорость солнечного ветра 15 ноября достигала величины $\sim$700 км/с и до 22 ноября 1977 г. наблюдался ее постепенный спад [158]. Интенсивность потоков электронов с энергией 0,3-1,3 МэВ и 1,3-3 МэВ на магнитопаузе 16 ноября значительно превосходила интенсивность, которая отмечалась 20 ноября, тогда как интенсивность потока электронов на геостационарной орбите 16 ноября была ниже, чем 20 ноября. Событие, зарегистрированное в конце ноября 1978 г., показано на рис.47. На рисунке видно, что возрастание скорости плазмы солнечного ветра вблизи магнитосферы Земли сопровождается увеличением потока энергичных электронов на магнитопаузе и геостационарной орбите.

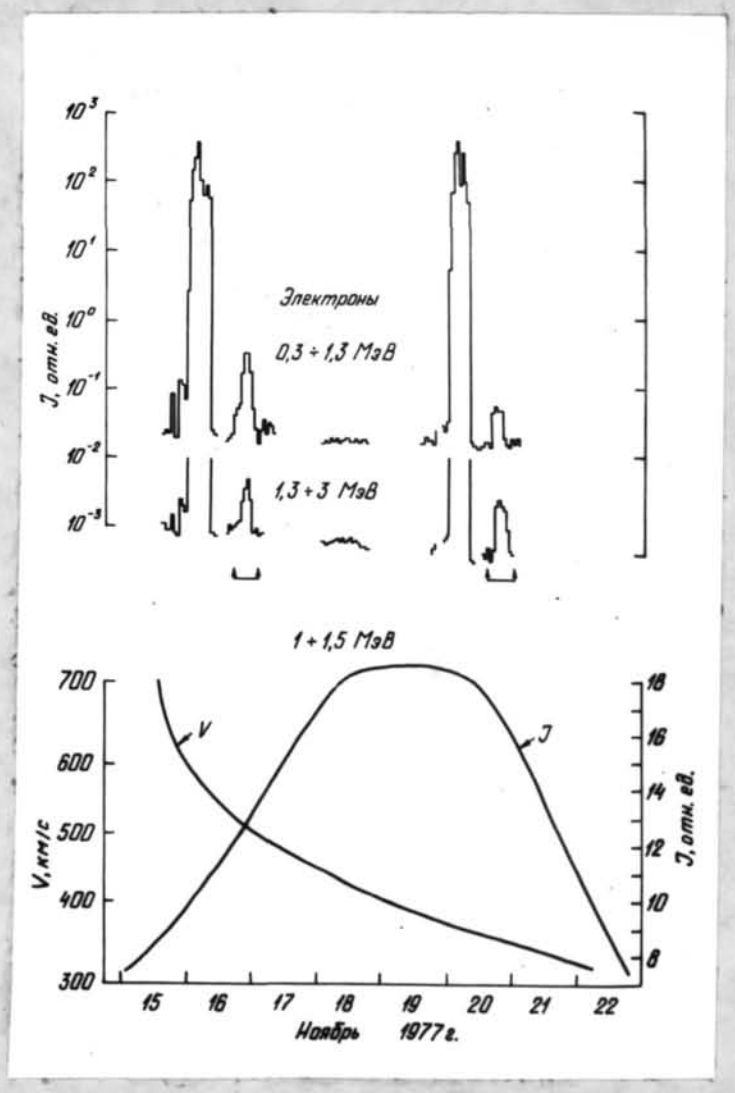


Рис. 46. Результаты одновременных наблюдений динамики: скорости солнечного ветра, интенсивности потоков энергичных электронов на магнитопаузе (отмечено скобками) и потоков электронов на геостационарной орбите в период с I5 по 22 ноября I977 г.

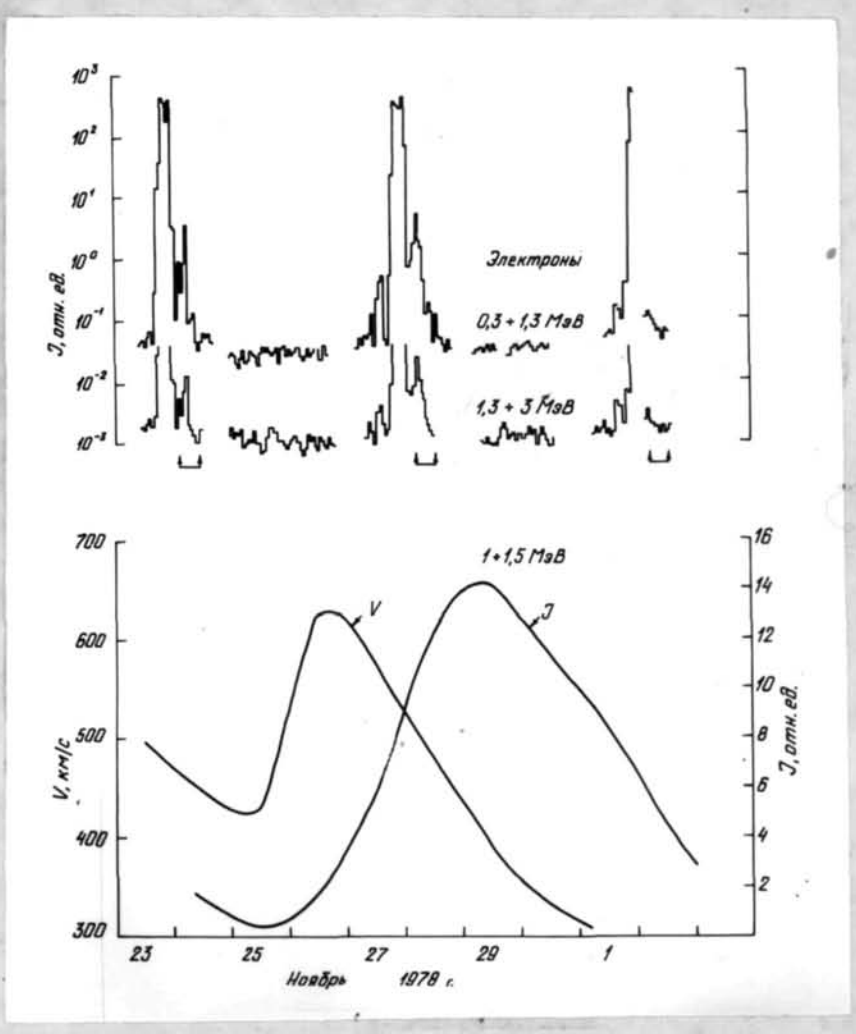


Рис.47. Результаты одновременных наблюдений динамики: скорости солнечного ветра, интенсивности потоков энергичных электронов на магнитопаузе (отмечено скобками) и потоков электронов на геостационарной орбите в период с 23 ноября по 2 декабря 1978 г.

5.4.3. Эмпирическая зависимость амплитуды всплесков релятивистских электронов от величины скорости солнечного ветра

В результате исследований динамики энергичных электронов в магнитосфере Земли на $L \sim 6{,}6$ нами было обнаружено, что возрастание интенсивности потока релятивистских электронов во внешнем радиационном поясе есть отклик на возрастание скорости солнечного ветра, но из-за множества случайных факторов, влияющих на поведение электронов во внешнем РПЗ, и из-за существования неустойчивостей, которые присущи магнитным ловушкам, заполненным плазмой, этот отклик является не однозначным. Между скоростью плазмы солнечного ветра и интенсивностью релятивистских электронов в магнитосфере Земли отсутствует строгая функциональная связь. При определенных значениях скорости солнечного ветра интенсивность потока электронов во внешнем радиационном поясе принимает не определенное значение, а одно из возможных. Поэтому в данном случае можно говорить лишь о стохастической связи. Стохастическая связь состоит в том, что одна случайная переменная реагирует на изменение другой изменением своего закона распределения.

Между плотностью потока релятивистских электронов во внешнем РПЗ и скоростью плазмы солнечного ветра наблюдается частный случай стохастической связи - статистическая связь, то есть такая связь, когда условное математическое ожидание одной случайной переменной является функцией значения, принимаемого другой случайной величиной. Другими словами, ин-

тенсивность потока релятивистских электронов во внешнем РПЗ, в среднем, изменяется в зависимости от того, какие значения принимает величина скорости солнечного ветра.

На рис.48 показана наблюдающая в период с 1977 по 1979г. форма связи между среднесуточными значениями скорости солнечного ветра и плотностью потока релятивистских электронов на дневной стороне геостационарной орбиты. По оси ординат отложены амплитуды всплесков электронов с энергией I-I,5 МэВ, по оси абсцисс - среднесуточные значения скорости солнечного ветра, предшествующие на время $\sim 2{,}5$ сут. всплескам электронов на геостационарной орбите. Точками на рисунке отмечены экспериментальные значения, горизонтальными линиями показаны средние значения интенсивности потока электронов для разных диапазонов изменения скорости солнечного ветра. С помощью метода наименьших квадратов получено уравнение линейной регрессии, описывающие форму связи между плотностью потока релятивистских электронов на геостационарной орбите и значениями скорости солнечного ветра, предшествующей этому потоку за τ суток. Уравнение линейной регрессии имеет вид

$$J(t+\tau) \text{ отн.ед.} = 5.73\ 10^{-2}\ V(t) - 19.8.$$

Учитывая, что I отн.ед. соответствует величине порядка $4\ 10^4$ электр./см^2 с, уравнение регрессии может быть представлено в виде:

$$J(t+\bar{\tau}) = 23 \cdot 10^2 V(t) - 79 \cdot 10^4, \quad \frac{\text{электр}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$$

при $V(t) \geqslant 350$ км/с. Для коэффициента регрессии $K=23\ 10^2$ доверительный 95% интервал составлял величину

$$1{,}2\ 10^2 \leqslant K \leqslant 44\ 10^2$$

Коэффициент корреляции между амплитудами максимумов плотности

потока релятивистских электронов в магнитосфере Земли и предшествующими за 2,5 сут. ± 1 сут. амплитудами максимумов скорости солнечного ветра составлял величину ~0.65, но при учете вариаций интенсивности электронов во внешнем РПЗ с периодами 6 и 13 месяцев коэффициент корреляции достигает величины ~0.8.

Полученная эмпирическая зависимость может быть использована для прогнозирования радиационной обстановки в магнитосфере Земли по текущим значениям скорости солнечного ветра.

В связи с освоением околоземного космического пространства прогнозирование радиационной обстановки в ближнем космосе, в частности, в магнитосфере Земли, представляется чрезвычайно важным в связи с практической необходимостью обеспечения радиационной безопасности полетов космических аппаратов.

Известно, что радиационная обстановка в основном определяется спорадическими потоками солнечных космических лучей и потоками частиц радиационных поясов. Физические основы и методика прогнозирования потоков солнечных космических лучей в околоземном пространстве разработаны относительно хорошо. Описание их можно найти, например, в работе [165-167].

В настоящее время появилась также реальная возможность прогнозировать интенсивность потоков релятивистских электронов, захваченных в геомагнитном поле. Данная возможность возникла благодаря обнаружению ряда экспериментальных фактов, к которым можно отнести следующие:

1. Наличие во внешнем РПЗ составляющих с периодом 27 и 30 суток, 6 и 13 месяцев, что позволяет по текущим измерениям давать оценку потока релятивистских электронов на момент

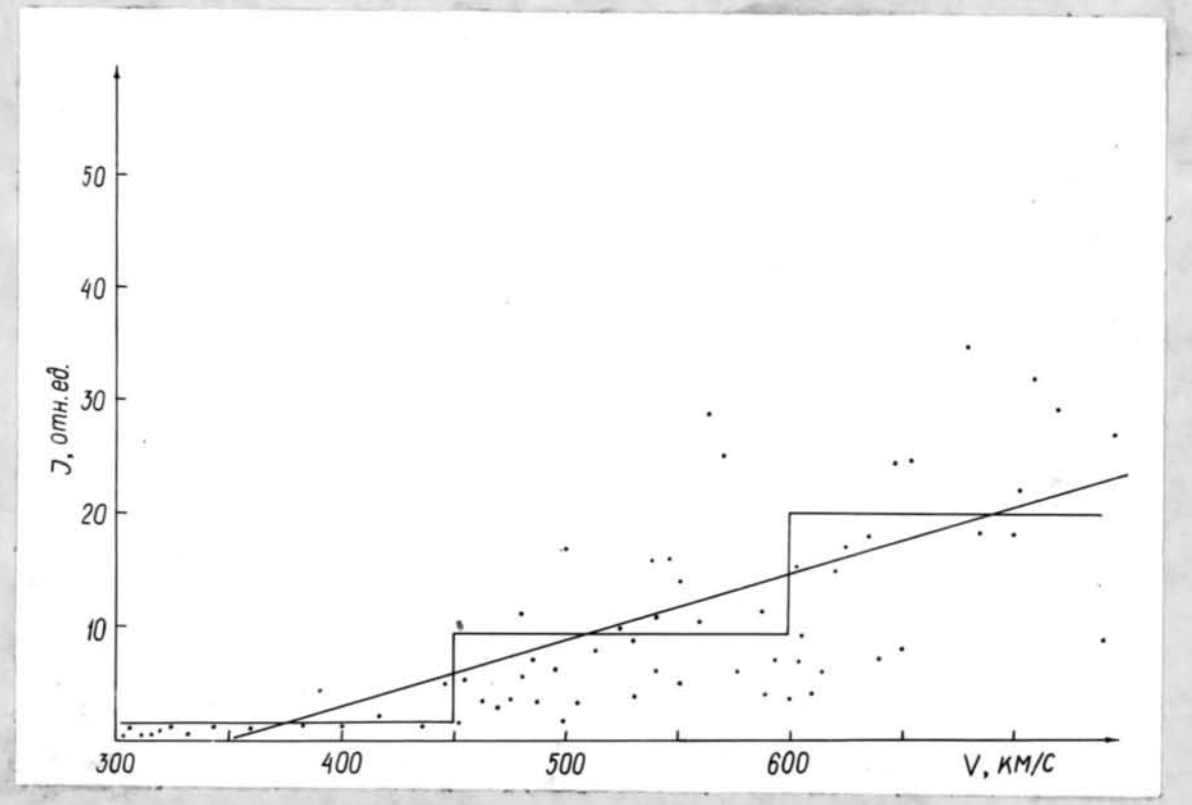


Рис.48. Зависимость интенсивности потока релятивистских электронов (E = I + I,5 МэВ) на дневной стороне орбиты ГС от среднесуточных значений скорости солнечного ветра.

времени, кратный периоду.

2. Наличие корреляционной связи между плотностью потока релятивистских электронов на гестационарной орбите ($L \sim 6{,}6$) и величиной скорости солнечного ветра (временной профиль потока электронов качественно повторяет временной профиль скорости солнечного ветра, но запаздывает по фазе в среднем на величину $\sim 2{,}5$ сут.).

5.5. Обсуждение результатов

В результате анализа ~ 50 возрастаний интенсивности потока релятивистских электронов во внешнем радиационном поясе, обнаружена зависимость интенсивности электронов от величины скорости солнечного ветра и показано, что максимум потока релятивистских электронов (Ее = I-I,5 МэВ) запаздывает относительно максимума скорости солнечного ветра в среднем на величину $\sim 2{,}5$ суток. Конкретная величина задержки уменьшается с увеличением Кр-индекса геомагнитной возмущенности.

Показано, что ожидаемое время диффузии энергичных электронов с границы магнитосферы до $L \sim 6{,}6$, хорошо согласуется с реально наблюдаемым временем задержки максимума возрастания потока релятивистских электронов на $L \sim 6{,}6$ относительно максимума скорости солнечного ветра.

Сопоставление данных интенсивности электронов на магнитопаузе и во внешнем радиационном поясе с величиной скорости солнечного ветра позволило обнаружить, что при возрастании скорости солнечного ветра наблюдается возрастание интенсивности электронов на магнитопаузе и во внешнем РПЗ, при этом увеличение интенсивности электронов на магнитопаузе наблюдается раньше, чем во внешнем РПЗ ($L \sim 6{,}6$).

Этот экспериментальный результат указывает на то, что возрастания потока релятивистских электронов во внешнем РПЗ могут быть связаны с усилением радиальной диффузии электронов с границы магнитосферы, при условии, что на границе магнитосферы расположен источник энергичных электронов, эффективность которого увеличивается с увеличением скорости солнечного ветра.

Существование диффузионного потока энергичных электронов с границы геомагнитосферы внутрь радиационного пояса подтверждается наличием I3-месячных вариаций интенсивности электронов в магнитосфере Земли [I6,I49].

Рассмотрим теоретическую возможность существования на границе геомагнитосферы источника энергичных электронов [I64, I74,I75]. Для этого привлечем фрикционный механизм ускорения электронов в слое сдвигового течения плазмы [I9,20].

Слой, занятый сдвиговым течением плазмы, непосредственно прилегает к магнитопаузе и имеет характерную толщину $\ell \leq 0{,}1\, R_E$ (R_E - радиус Земли) на дневной стороне геомагнитосферы [I68]. Высокоскоростная часть тепловых электронов, имеющих пробег λ , будет ускоряться посредством фрикционного механизма в процессе их конвективного переноса вдоль слоя, начиная с лобовой части магнитосферы. При этом средняя энергия электронов E будет расти в соответствии с выражением [I9, 20]

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E}{t}, \quad T = \left(\frac{\ell}{\Delta U}\right)^2 \frac{V}{\lambda},$$

где ΔU - перепад скорости плазмы поперек слоя, V - скорость электронов. Значение параметров ℓ и ΔU меняется вдоль слоя. Кроме того, величина пробега λ может изменяться по мере роста энергии электронов. Для простоты предположим,

что величина $(\Delta U/\ell)^2 \cdot \lambda$ остается постоянной. Если считать, что электроны передвигаются вдоль слоя со средней скоростью $\langle V\rangle \sim \Delta U/2$, то проинтегрировав уравнение для энергии электронов от значения $t = 0$ (лобовой точки магнитосферы) до $t = L/\langle V\rangle$, где L - расстояние вдоль слоя от лобовой точки до места наблюдения, получим:

$$E = \frac{m}{8}\left[\left(\frac{\Delta U}{\ell}\right)^2 \cdot \frac{\lambda L}{\langle V\rangle}\right]^2,$$

где масса электронов - m. Принимая $\ell \leq 0.1 R_E$, $\lambda \sim \ell$ $\Delta U = 6\ 10^7$ см/с, получаем, что на расстоянии $L = 30 R_E$ средняя энергия электронов $E \geqslant 0{,}1$ МэВ.

Максимальная энергия ускоренных частиц будет значительно выше, чем ее среднее значение.

$$E_{max} > E$$

Эффективность процесса фрикционного ускорения растет с увеличением скорости солнечного ветра, поскольку растет перепад скорости плазмы поперек слоя сдвигового течения. Этим можно объяснить наблюдаемую нами зависимость интенсивности потока электронов у магнитопаузы от величины скорости солнечного ветра [I64,I74,I75].

Электроны, ускоряемые вблизи магнитопаузы, благодаря рассеяниям могут попадать в область квазизахвата в хвостовой части геомагнитосферы, где они будут участвовать в дрейфовом движении поперек хвоста и за счет диффузии проникать в область радиационных поясов. При сохранении первого и второго адиабатических инвариантов, частицы, двигающиеся внутрь магнитосферы вследствии радиальной диффузии, будут приобретать дополнительную энергию.

Возрастание скорости солнечного ветра, благодаря увеличению эффективности ускорения электронов в слое сдвигового течения плазмы должно привести к увеличению интенсивности электронов на магнитопаузе, что согласуется с имеющимися экспериментальными данными [I64,I74,I75]. Из-за высокой мощности флуктуаций ММП в головной части потока плазмы солнечного ветра будет происходить усиление диффузии энергичных электронов с границы магнитосферы внутрь радиационного пояса [I7I,I72] (усиление радиальной диффузии частиц во внешнем РПЗ при взаимодействии геомагнитосферы с крупномасштабными возмущениями солнечного ветра имеет экспериментальное подтверждение [II3, I73]).

Таким образом, увеличение эффективности ускорения вблизи магнитопаузы и усиление радиальной диффузии частиц, при возрастании скорости солнечного ветра, может быть одной из причин всплесков интенсивности потока релятивистских электронов во внешнем радиационном поясе.

5.6. Выводы

I. Установлено, что максимум интенсивности потока релятивистских электронов (E = I-I,5 МэВ) на $L \sim 6{,}6$ запаздывает относительно максимума скорости солнечного ветра в среднем на величину $\sim 2{,}5$ суток. Найдена эмпирическая зависимость между значениями интенсивности потока релятивистских электронов (E = I-I,5 МэВ) на $L \sim 6{,}6$ и величиной среднесуточных значений скорости солнечного ветра.

2. Установлено, что время запаздывания максимума интенсивности потока релятивистских электронов (E = I-I,5 МэВ) во

внешнем радиационном поясе на $L \sim 6{,}6$, относительно максимума скорости солнечного ветра уменьшается с увеличением Кр-индекса геомагнитной активности. Показано, что время запаздывания по порядку величины равно времени диффузии электронов с границы геоматнитосферы.

3. Показано, что модель фрикционного ускорения электронов в слое сдвигового течения плазмы вблизи магнитопаузы, с последующим бетатронным доускорением электронов при их диффузии внутрь радиационного пояса качественно объясняет наблюдаемую зависимость динамики потоков энергичных электронов на магнитопаузе и во внешнем радиационном поясе от величины скорости солнечного ветра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты диссертационной работы состоят в следующем:

I. Исследована динамика низкочастотной ($\sim 10^{-3} - 10^{-2}$Гц, т.е. в области дрейфовых частот релятивистских электронов внешнего радиационного пояса) магнитной турбулентности в крупномасштабных возмущениях солнечного ветра по результатам измерений на АМС "Венера-I3","Венера-I4" за период с ноября I98I по февраль I982 г.

Сделаны оценки плотности спектра мощности турбулентности:

а) в отдельных структурных элементах межпланетной ударной волны (МУВ) (в ударном слое, в потоке вспышечной плазмы);

б) вблизи стационарных МГД разрывов, разделяющих отдельные силовые трубки ММП.

Обнаружено резкое увеличение мощности низкочастотной МГД турбулентности за фронтами МУВ, в ударном слое. Плотность спектра мощности флуктуаций ММП в ударном слое на I-2 порядка превосходит плотность спектра мощности флуктуаций перед фронтом и на частоте 10^{-3}Гц может достигать величины 10^{4} γ^2/Гц, усиление турбулентности совпадает со скачком магнитного поля на фронте МУВ. Обнаружено резкое понижение мощности флуктуаций ММП при переходе от ударного слоя к потоку вспышечной плазмы. Впервые показано, что магнитное поле в потоке вспышечной плазмы более регулярно, чем в спокойном солнечном ветре.

2. Проведено сопоставление оценок плотности спектра мощности магнитной турбулентности, полученных для различных областей межпланетного пространства. Показано, что в степенном представлении плотность спектра мощности флуктуаций попереч-

ной компоненты ММП ($P\ \gamma^2/Гц = C \cdot f^{-n}$) в диапазоне частот $\sim 10^{-3} \div 10^{-2}$ Гц характеризуется следующими параметрами:

а) в ударном слое $C = 9\ 10^{-3}$, $n = 2$;

б) вблизи стационарных МГД разрывов в солнечном ветре $C = 4\ 10^{-3}$, $n = 1{,}8$;

в) в спокойном солнечном ветре $C = 5{,}6\ 10^{-3}$; $n = 1{,}65$;

г) в потоке вспышечной плазмы $C = 1{,}5\ 10^{-2}$; $n = 1{,}4$.

3. Проанализирован временной ряд данных интенсивности электронов с энергией $E_e = 1\text{-}1{,}5$ МэВ на $L \sim 6{,}6$ за период с 1977 по 1979 гг. Выделены периодические и непериодические составляющие потока электронов. Выявлены вариации интенсивности электронов внешнего радиационного пояса с периодами $\sim$ 2-3 часа, 7 суток, 15 суток, 30 суток, 6 месяцев.

4. Установлено, что всем всплескам интенсивности потока релятивистских электронов на магнитопаузе и во внешнем радиационном поясе предшествуют увеличения скорости солнечного ветра.

Показано, что максимум скорости солнечного ветра опережает максимум возрастания интенсивности потока релятивистских электронов на $L \sim 6{,}6$, в среднем, на величину $\sim 2{,}5$ суток.

Найдена форма эмпирической зависимости интенсивности потока релятивистских электронов на $L \sim 6{,}6$ от величины среднесуточных значений скорости солнечного ветра.

5. Установлено, что время запаздывания максимума интенсивности потока релятивистских электронов во внешнем радиационном поясе на $L \sim 6{,}6$, относительно максимума скорости солнечного ветра, уменьшается с увеличением Кр-индекса геомагнитной активности. Показано, что время запаздывания по порядку величины равно времени диффузии электронов с границы магнитосферы.

6. Показано, что модель фрикционного ускорения электронов в слое сдвигового течения плазмы вблизи магнитопаузы с последующим доускорением электронов при их диффузии внутрь радиационного пояса качественно объясняет наблюдаемую зависимость интенсивности потока электронов во внешнем радиационном поясе от величины скорости солнечного ветра.

Основные результаты данной работы содержатся в публикациях автора: [46], [47], [48], [139], [140], [149], [150], [164], [171], [172], [174], а также доложены на семинарах: ИКФИА ЯФ СО АН СССР, ИЗМИРАН, ИКИ АН СССР, ФИАН СССР, НИИЯФ МГУ, на 5-х объединенных научных чтениях по космонавтике, посвященных результатам исследований на автоматических станциях "Прогноз-6", "Прогноз-7" (Москва, 1980 г.); на Ленинградском международном семинаре по солнечной активности и солнечным космическим лучам (1982 г.); на международных конференциях по космическим лучам (Париж, 1981 г.); (Индия, 1983 г.); на сессии КОСПАР (Австрия, 1984 г.); на всесоюзной конференции по космическим лучам (Якутск, 1984 г.).

В заключении автор считает своим долгом выразить глубокую благодарность за большую помощь и постоянное внимание к работе научным руководителям Ю.Г.Шафер и Е.И.Морозовой.

Автор глубоко признателен зав.сектором ИКИ АН СССР Н.Ф.Писаренко, зав. отделом ИКИ АН СССР И.М.Подгорному, зав. теоретическим отделом ИКФИА Г.Ф.Крымскому и его сотрудникам за внимание к работе и полезные советы.

ЛИТЕРАТУРА

I. Вернов С.Н. Состояние и перспективы изучения радиационных поясов Земли. - В кн.: Исследование космического пространства. М., Наука, 1965, с.277-284.

2. Вернов С.Н., Чудаков А.Е., Вакулов П.В., Горчаков Е.В., Кузнецов С.Н., Логачев Ю.И., Николаев А.Г., Сосновец Э.Н., Рубинштейн И.А., Столповский В.Г., Эльтеков В.А. Результаты исследования геометрического расположения и состава частиц радиационных поясов Земли по данным спутников "Электрон-I" и "Электрон-2". - В кн.: Исследование космического пространства. М.: Наука, 1965, с.394-405.

3. Антонова А.Е., Ершкович А.И., Шабанский В.П. О формировании радиационных поясов в результате дрейфа частиц вглубь магнитосферы. - В кн.: Исследование космического пространства. М.: Наука, 1965, с.326-334.

4. Вернов С.Н., Кузнецов С.Н., Логачев Ю.И., Лопатина Г.Б., Майсурадзе П.А., Столповский В.Г. Некоторые закономерности в корреляции индексов магнитной активности и интенсивности электронов внешнего радиационного пояса. - Геомагнетизм и аэрономия, 1971, т.II, № I, с.II-17.

5. Тверской Б.А. Динамика радиационных поясов Земли. М.: Наука, 1968, 223 с.

6. Тверской Б.А. Основные механизмы формирования РПЗ. - В кн.: Физика магнитосферы. М.: Мир, 1972, с.278-291.

7. Шабанский В.П. Явления в околоземном пространстве. М.: Наука, 1972. 271 с.

8. Хесс В. Радиационные пояса и магнитосфера. М.: Атомиздат, 1972, 352 с.

9. Редерер Х. Динамика радиации, захваченной геомагнитным полем. М.: Мир, I972, I92 с.

I0. Вернов С.Н., Горчаков Е.В., Кузнецов С.Н., Сосновец Э.Н., Логачев Ю.И., Столповский В.Г. Потоки частиц во внешнем геомагнитном поле. – В кн.: Физика магнитосферы. М.: Мир, I972, с.3I8-334.

II. Lyons L.R., Williams D.J. The Quiet Time Structure of Energetic (35-560 keV) Radiation Belt Electrons. - J.Geophys. Res., I975, v.80, No.7, p.943-950.

I2. Вернов С.Н., Вакулов П.В., Горчаков Е.В., Логачев Ю.И Радиационные пояса Земли и космические лучи. М.: Просвещение, I970, I28 с.

I3. Сенчуро И.Н., Шаврин П.И. Динамика релятивистских электронов внешнего пояса внутри и вне плазмосферы. – Космические исследования, I98I, т.I9, вып.5, с.7I2-7I7.

I4. Young D.T. Near-Equatorial Magnetospheric Particles from I eV to I MeV. - Rev.Geophys. and Space Phys., I983, v.2I, No.2, p.402-4I8.

I5. Gladis J.B. Acceleration of Geomagnetically Trapped Electrons by Variations of Ionospheric Currents. - J.Geophys. Res., I966, v.7I, No.2I, p.50I9-5025.

I6. Baker D.M., Higbie P.R., Relian R.D., Hones E.W., Jr. Do Jovian Electrons Influence the Terrestrial Outer Radiation Zone? - Geophys.Res.Lett., I979, v.6, No.6, p.53I-534.

I7. Паркер Ю.Н. Взаимодействие солнечного ветра с геомагнитным полем. – В кн.: Физика магнитосферы. М.: Мир, I972, с.9-I8.

I8. Ness N.F., Wilcox J.M. Sector Structure of Quiet Interplanetary Lagnetic Field. - Science, I965, v.I48, p.I592-I594.

I9. Бережко Е.Г. Ускорение заряженных частиц в сдвиговых течениях космической плазмы. - Письма в ЖЭТФ, I98I, т.33, вып.8, с.4I6-4I9.

20. Бережко Е.Г., Крымский Г.Ф. Кинетическое рассмотрение процесса ускорения заряженных частиц в сдвиговых течениях бесстолкновительной плазмы. - Письма в Астрон. ж., I98I, т.7, № I0, с.636-640.

2I. Кесильман Е.Ш., Клименко В.В. и др. Предварительные результаты измерений потоков заряженных частиц на геостационарной орбите. - Изв.АН СССР.физ.,I978, т.42, № 5, с.I063-I066.

22. Хемминг Р.В. Цифровые фильтры. М.: Советское радио, I980, 224 с.

23. Рабинер Л., Гоулд Б. Теория и применение цифровой обработки сигналов. М.: Мир, I978, с.89.

24. Отнес Р., Эноксон Л. Прикладной анализ временных рядов. М.: Мир, I982, с.402.

25. Blackman R.B., Turkey J.W. The Measurement of Power Spectra from the Point of View of Communications Engineering, Dover, New York, I958.

26. Dziewensky A., Block S., Landisman M. A Technique for the Analysis of Transient Seicmic Signals. - Bull.Seismol.Soc. America, I969, v.59, No.I, p.427.

27. Livshin A.L., Pisarenko V.F., Pogrebisky G.A. On a Frequency-Time Analysis of Oscillations. - Ann.Geopjys., I972, v.28, No.2, p.2II-2I6.

28. Ротанова Н.М. О спектрально-временном анализе значений элементов геомагнитного поля. - Геомагнетизм и аэрономия, I98I, т.2I, № 3, с.525-530.

29. Burg J.P. Maximum Entropy Spectral Analysis, Paper Presented at the 37-th Meeting, Soc.Explor.Geophys., Oklahoma City, Okla., October 3I, I967.

30. Andersen N. On the Calculation of Filter Coefficients for Maximum Entropy Spectral Analysis. - Geophysics, I974, v.39, No.I, p.69-72.

3I. Папиташвили Н.Е., Ротанова Н.М. Метод максимальной энтропии и его применение к анализу временных рядов геомагнитного поля. - Геомагнетизм и аэрономия, I979, т.I9, № 3, с.543-550.

32. Coley J.W. and Tukey J.W. An Algorithm for the Machine Calculation of Fourier Series. - Math.Comput., I965, v.I9, p.297-30I.

33. Bezrodnykh I.P., Kuzmin V.A., Kozlov V.I., Shafer Yu.G., Morozova E.I. Dynamics of Fluctuations of the Interplanetary Magnetic Field and Cosmic Rays on Data Ground-Based and Satellite Measurements. - Twenty-Fourth Planetary Meeting Committee on Space Research, COSPAR, Abstracts, Ottawa, Canada, I6 May - 2 June I982, STP II, I.II, p.20.

34. Безродных И.П., Кузьмин В.А., Козлов В.И., Морозова Е.И., Шафер Ю.Г. Динамика частотного спектра флуктуаций межпланетного магнитного поля и космических лучей. - Геомагнетизм и аэрономия, I982, т.22, № 6, с.I0I6-I0I8.

35. Wiener N. Generalized Harmonic Analysis. - Acta Math., I930, v.55, p.I77-258.

36. Бартлетт М. Введение в теорию случайных процессов. М.: ИЛ, I958. 384 с.

37. Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложение. М.: Мир, I97I, № I. 3I6 с.

38. Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложение, М.: Мир, I972, № 2, 287 с.

39. Безродных И.П., Васильев К.А. Методика определения γ - квантов на фоне потока заряженных частиц и определения спектра электронов по спектру их тормозного излучения. - В кн.: Высокоэнергичные частицы в космосе. Новосибирск: Наука, I98I, с.55-58.

40. Блохин М.А. Физика рентгеновских лучей. М.: Атомиздат, I953, с.80.

4I. Безродных И.П., Безродных Т.П. Расчёт γ - спектрометра - БНТИ. Методы и алгоритмы прикладной математики. Якутск: ЯФ СО АН СССР, декабрь I979, с.7-II.

42. Sauter F. Über den atomaren Photoeffekt in der K-Schale nach der relativischen Wellanmechanik Diracs. - Annalen der Physik, I93I, f.5, b.II, Heft 4, s.454-488.

43. Хаякава С. Физика космических лучей, т.I. М.: Мир, I973, с.I40.

44. Соболь И.М. Численные методы Монте-Карло. М.: Наука, I973, с.22I.

45. Дядькин И.Г. Моделирование случайной энергии γ -кванта, рассеянного в результате комптон-эффекта. - Журнал вычислительной математики и математической физики, I966, т.6, № 2, с.384-388.

46. Безродных И.П., Клименко В.В., Шафер Ю.Г. Всплески

потоков электронов с энергией > 200 кэВ на геостационарной орбите в периоды геомагнитных возмущений. - Космические исследования, I980, т.I8, вып.6, с.94I-942.

47. Bezrodnykh I.P., Klimenko V.V., Shafer Yu.G. The Effects of Increase of Non-Solar Electron Flux at Geostationary Orbit. - Proc. I7-th ICRC, Paris, I98I, v.4, p.274-276.

48. Безродных И.П. О связи всплесков электронов во внешнем радиационном поясе Земли с высокоскоростными потоками солнечного ветра. - В кн.: Нестационарные потоки заряженных частиц в околоземном космическом пространстве. Якутск: ЯФ СО АН СССР, I983, с.73-77.

49. Parker E.N. Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. - Astrophys.J., I958, v.I28, p.664-676.

50. Мустель Э.Р. Квазистационарные истечения частиц из активных областей на Солнце и корональные дыры. - Астрон.ж., I980, т.57, № 2, с.225-230.

5I. Румянцев А.А. Ударная волна с высвечиванием и взрывная фаза хромосферной вспышки. - В кн.: УI Ленинградский Международный семинар по космофизике. Л.: ФТИ, I974, с.233-235.

52. Крымский Г.Ф., Транский И.А. Распространение ударных волн в межпланетной среде, I. - Геомагнетизм и аэрономия, I973, т.I3, № 4, с.574-579.

53. Крымский Г.Ф., Транский И.А. К распространению ударных волн в межпланетной среде, II. - Геомагнетизм и аэрономия, I973, т.I3, № 5, с.777-78I.

54. Крымский Г.Ф., Транский И.А. К распространению ударных волн в межпланетной среде, III. - Геомагнетизм и аэрономия, I973, т.I3, № 6, с.IOII-IOI9.

55. Люст Р. Магнитогидродинамические волны в солнечном ветре. - В кн.: Космическая газодинамика. М.: Мир, I972, с.288.

56. Крымский Г.Ф., Елшин В.К., Ромащенко Ю.А., Безродных И.П. Исследование временных характеристик процессов ускорения заряженных частиц на ударном фронте. - Изв.АН СССР. Сер.физ, I978, № 5, с.I070-I074.

57. Хундхаузен А. Характеристики плазмы и магнитного поля за ударным фронтом. - В кн.: Расширение короны и солнечного ветра. М.: Мир, I976, с.228.

58. Иванов К.Г. Структура типичного нестационарного потока межпланетной плазмы по данным непосредственных измерений. - УФН, I974, т.II4, № 2, с.382-383.

59. Евдокимова Л.В. Связь положения мощных вспышек с конфигурацией ударных фронтов и структурой ударных слоев. - В кн.: Межпланетная среда и магнитосферные явления. М.: ИЗМИРАН, I979, с.3-I8.

60. Иванов К.Г. Классификация вспышечных ситуаций на Солнце и изолированное возмущение в околосолнечном межпланетном и околоземном пространстве. - В кн.: Межпланетная среда и магнитосфера Земли. М.: Наука, I982, с.3-25.

6I. Coleman P.J. Wave-like Phenomena in the Interplanetary Plasma: Mariner-2. - Planet.Space Sci., I967, v.I5, p.953.

62. Coleman P.J. Turbulence Viscosity and Dissipation in the Solar Wind Plasma. - Astrophys.J., I968, v.I53, No.2, part I , p.37I-388.

63. Unti T.W.J., Neugebauer. Alfven Waves in the Solar Wind. - Phys.Fluids, I968, v.II, p.563-568.

64. Belcher J.W., Davis L., Smith E.J. Large-Amplitude

Alfven Waves in the Interplanetary Medium: Mariner-5. - J.Geophys.Res., I969, v.74, No.9, p.2302-2308.

65. Quenby J.J., Sear J.E. Interplanetary Magnetic Field Fluctuation Measurements. - Proc.I2-th ICRC, Hobart, I97I, v.2, p.77I-776.

66. Daily W.D. Alfven Wave Refraction by Interplanetary Inhomogeneities. - J.Geophys.Res., I973, v.78, No.I3, p.2043-2053.

67. Chang S.C., Nishida A. Spatial Structure of Transverse Oscillations in the Interplanetary Magnetic Field. - Astrophys.Space Sci., I973, v.23, p.30I-3I4.

68. Neugebauer M., Wu C.S., Huba J.D. Plasma Fluctuations in the Solar Wind. - J.Geophys.Res., I978, v.83, No.A3, p.I027-I034.

69. Burlaga L.F. Magnetic Field, Plasmas and Coronal Holes: the Inner Solar System. - Space Sci.Rev., I979, v.23, p.20I-2I6.

70. Blake D.H., Belher J.W. Power Spectra of the Interplanetary Magnetic Field, 07 - I.6 AU. - J.Geophys.Res., I974, v.79, No.I7, p.289I-2893.

7I. Hedgecock P.G. Measurement of the Interplanetary Magnetic Field in Relation to the Modulation of Cosmic Rays. - Solar Phys., I975, v.42, No.2, p.497-527.

72. Unti T., Russel C.T. On the Causes of Spectral Enhancements in Solar Wind Spectra. - J.Geophys.Res., I976, v.8I, No.4, p.469-482.

73. Gurnett D.A., Neubauer F.M., Schwenn R. Plasma Wave Turbulence Associated with an Interplanetary Shock. - J.Geophys.Res., I979, v.84, No.A2, p.54I-552.

74. Kennel C.F., Scarf F.L., Coroniti F.V., Smith E.J., Gurnett D.A. Nonlocal Plasma Turbulence Associated with Interplanetary Shocks. - J.Geophys.Res., I982, v.87, No.AI, p.I7-34.

75. Tsurutani B.T., Smith E.J., Jones D.E. Waves Observed Upstream of Interplanetary Shocks. - J.Geophys.Res., I983, v.88, No.A7, p.5645-5656.

76. Топтыгин И.Н. Космические лучи в межпланетных магнитных полях. М.: Наука, I983, с.6I.

77. Васильев В.Н., Топтыгин И.Н. Связь спектра неоднородностей межпланетного магнитного поля со спектром флуктуаций интенсивности космических лучей. - Изв. АН СССР. Сер.физ., I976, т.40, № 3, с.627-629.

78. Nishida A. Coherence of Geomagnetic DP2 Fluctuations with Interplanetary Magnetic Variation. - J.Geophys.Res., I968, v.73, No.I7, p.5549-5559.

79. Тверской Б.А. Ускорение частиц в межпланетном пространстве. - Геомагнетизм и аэрономия, I983, т.23, № 3, с.359--360.

80. Безродных И.П., Васильев К.А., Клименко В.В., Марченко О.Д., Прокопьев С.И., Решетнев М.Ф., Шафер Ю.Г. Уникальная вспышка солнечных космических лучей в области энергий сотен МэВ. - Космические исследования, I978, т.I6, вып.6, с.952.

8I. Безродных И.П., Васильев К.А., Клименко В.В., Прокопьев С.И., Шафер Ю.Г. Вспышки солнечных космических лучей, зарегистрированные на геостационарной орбите. - В кн.: Симпозиум КАПГ по солнечно-земной физике. М.: Наука, I979, с.II3-II4.

82.Klimenko V.V., Bezrodnykh I.P., Vasilyev K.A., Proko-

pyev S.I., Shafer Yu.G. Energy Spectrum of Solar Cosmic Rays on the Data at Geostationary Orbit. - Proc. I6-th ICRC, Kyoto, I979, v.5, p.I86.

83. Sawyer C., Haurwitz M. Geomagnetic Activity at the Passage of High-Speed Streams in the Solar Wind. - J.Geophys. Res., I976, v.8I, No.I3, p.2435-2436.

84. Бобров М.С. Образование геоактивных зон при взаимодействии солнечных корпускулярных потоков со спокойным солнечным ветром. - Астрон.вестник, I975, т.9, № 3, с.I84-I93.

85. Микерина Н.В. Связь вариаций азимутальной (восточной) компоненты межпланетного электрического поля с вариациями геомагнитного поля в полярных районах. - Геомагнетизм и аэрономия, I969, т.9, № 4, с.770-77I.

86. Ковалевский И.В. Энергетические аспекты солнечно-земных связей. М.: Наука, I976, 52 с.

87. Данилов А.А. Зависимость геомагнитной активности от угла наклона геомагнитного диполя к силовым линиям ММП. - Препринт, Якутск: ЯФ СО АН СССР, I98I, 42 с.

88. Иванов К.Г. Магнитосферные эффекты набегающих разрывов. - Препринт, № 34. М.: ИЗМИРАН, I972, 24 с.

89. Eviator A., Wolf R.A. Transfer Processes in the Magnetopause. - J.Geophys.Res., I968, v.73, No.I7, p.556I-5576.

90. Ляцкий В.Б. Токовые системы магнитосферно-ионосферных возмущений.Л.: Наука, I978, I98 с.

9I. Nishida A. DP2 and Polar Substorm. - Planet.Space Sci., I97I, v.I9, p.205-22I.

92. Troshichev O.A., Kuznetsov B.M., Pudovkin M.I. Current Systems of the Magnetic Substorm Growth and Explosive Phases. - Planet.Space Sci., I974, v.22, p.I403-I4I2.

93. Осепян А.П. Применение теории свистовой неустойчивости к вторжению частиц во время внезапных начал мировых бурь. - В кн.: Энергичные частицы в авроральной магнитосфере, Апатиты: Кольский филиал АН СССР, I977, с.24-32.

94. Клейменова Н.Г., Осепян А.П. ОНЧ-излучение во время SC - Геомагнетизм и аэрономия, I982, т.22, № 4, с.68I-683.

95. Трахтенгерц В.Ю. О механизме генерации электромагнитного ультранизкочастотного излучения во внешнем радиационном поясе Земли. - Геомагнетизм и аэрономия, I963, т.3, № 3, с. 442-45I.

96. Kennel C.F. and Petschek H.E. Limit on Stably Trapped Particle Fluxes. - J.Geophys.Res., I966, v.7I, No.I, p.I-28.

97. Беспалов П.А. Циклотронная неустойчивость магнитосферного пробкотрона. - Исследование по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, I982, № 6I, с.92-I04.

98. Perona G.E. Theory on the Precipitation of Magnetospheric Electrons at the Time of a Sudden Commencement. - J.Geophys.Res., I972, v.77, No.I, p.IOI-III.

99. Вернов С.Н., Кузнецов С.Н., Логачев Ю.И., Лопатина Г.Б., Сосновец Э.Н., Столповский В.Г. Вариации внешнего радиационного пояса во время магнитных возмущений. - Труды У Всесоюзной Земной школы по космофизике. Апатиты, I968, с.23-29.

I00. Craven J.D. Temporal Variations of Electron Intensities at Low Altitudes in the Outer Radiation Zone as Observed with Satellite Injun-3. - J.Geophys.Res., I966, v.7I, No.23, p.5643-5663.

I0I. Ковалевский И.В. Некоторые вопросы энергетики солнечно-земных связей. - В кн.: Межпланетная среда и магнитосфера Земли. М.: Наука, I982, с.25-64.

I02. Russell C.T., Holzer R.E., Smith E.J. OGO-3 Observations of ELF Noise in the Magnetosphere. I. Spatial Extent and Frequency of Occurence. - J.Geophys.Res., I969, v.74, No.3, p.755-777.

I03. Thorne R.M., Smith E.J., Burton R.K., Holzer R.E. Plasmaspheric Hiss. - J.Geophys.Res., I973, v.78, No.I0, p.I58I-I596.

I04. Lyons L.R., Thorne R.M., Kennel C.F. Electron Pitch-Angle Diffusion Driven by Oblique Whistler-Mode Turbulence. - J.Plasma Phys., I97I, v.6, p.589-606.

I05. Сагдеев Р.З., Шафранов В.Д. О неустойчивости плазмы с анизотропным распределением скоростей в магнитном поле.- ЖЭТФ, I960, т.39, с.I8I-I84.

I06. Fälthammar G.G. Effects of Time-Dependent Electric Fields on Geomagnetically Trapped Radiation. - J.Geophys.Res., I965, v.70, No.II, p.2503-25I6.

I07. Меерсон Б.И., Похотелов О.А. Самосогласованная диффузия захваченных частиц на баунс дрейфовом резонансе с геомагнитными пульсациями. - Геомагнетизм и аэрономия, I978, т.I8, № I, с.I29-I34.

I08. Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. Нестационарные распределения частиц в магнитосфере и генерация периодических излучений в диапазоне ОНЧ и КПК. - Геомагнетизм и аэрономия, I974, т.I4, № 2, с.32I-327.

I09. Lanzerotti L.J. and Maclennan C.G., Schulz M. Radial

Diffusion of Outer-Zone Electrons on Empirical Approach to Third Invariant Violation. - J.Geophys.Res., I970, v.75, No.28, p.535I-537I.

II0. Губарь Ю.И., Шабанский В.П. Уравнение Фоккера-Планка в теории радиационных поясов. - В кн.: Энергичные частицы в магнитосфере Земли. Апатиты: Кольский филиал АН СССР, I982, с.26-3I.

III. Newkirk L.L., Walt M. Radial Diffusion Coefficient for Electrons at I.76 < L < 5. - J.Geophys.Res., I968, v.73, No.23, p.723I-7236.

II2. Newkirk L.L., Walt M. Radial Diffusion Coefficient for Electrons at Low L Values. - J.Geophys.Res., I968, v.73, No.3, p.I0I3-I0I7.

II3. Tomassian A.D., Farley T.A., Vampala A.L. Inner-Zone Energetic-Electron Repopulation by Radial Diffusion. - J.Geophys.Res., I972, v.77, No.I9, p.344I-3454.

II4.Lanzerotti L.J., Webb D.C., Arthur C.W. Geomagnetic Field Fluctuations at Synchronous Orbit. 2. Radial Diffusion. - J.Geophys.Res., I978, v.83, No.A8, p.3866-3870.

II5. Cornwall J.M. Transport and Loss Processes for Magnetospheric Helium. - J.Geophys.Res., I97I, v.76, No.I, p.264-267.

II6. Cornwall J.M. Radial Diffusion of Ionized Helium and Protons: a Probe for Magnetospheric Dynamics. - J.Geophys. Res., I972, v.77, No.I0, p.I756-I770.

II7. Lanzerotti L.J., Wolfe A. Particle Diffusion in the Geomagnetosphere: Comparison of Estimates from Measurements of Magnetic and Electric Field Fluctuations. - J.Geophys.Res., I980, v.85, No.A5, p.2346-2348.

II8. Lyons L.R., Thorne R.M., Kennel C.F. Pitch-Angle Diffusion of Radiation Belt Electrons within the Plasmasphere. - J.Geophys.Res., I972, v.77, No.I9, p.3455-3474.

II9. Spjeldvik W.N., Thorne R.M. The Cause of Storm after Effects in the Middle Latitude D-Region. - J.Atmos.Terr.Phys., I975, v.37, No.5, p.777-795.

I20. Ларкина В.И., Лихтер Я.И. Плазмосферные шумовые излучения во время геомагнитных бурь. - Геомагнетизм и аэрономия, I98I, т.2I, № 4, с.66I-667.

I2I. Arthur C.W., McPherron R.L., Lanzerotti L.J. and Webb D.C. Geomagnetic Field Fluctuations at Synchronoud Orbit. I. Power Spectra. - J.Geophys.Res., I978, v.83, No.A8, p.3859-3865.

I22. Лундин Б.В., Шкляр Д.Р. О взаимодействии электронов с малыми поперечными скоростями с ОНЧ-волнами в неоднородной плазме. - Геомагнетизм и аэрономия, I977, т.I7, № 2, с.247-25I.

I23. Кропоткин А.П. Об эволюции потоков энергичных частиц при их инжекции в магнитосферу. - Геомагнетизм и аэрономия, I977, т.I7, № 2, с.259-266.

I24. Baker D.N., Higbie P.R., Hones E.W., Jr., Bilian R.D. High-Resolution Energetic Particle Measurements at 6.6 R_E. 3. Low-Energy Electron Anisotropies and Short-Term Substorm Predictions. - J.Geophys.Res., I978, v.83, No.AI0, p.4863-4868.

I25. Nagai T., Kohno T., Kuwashima M., Kawamura M. GMS Energetic Particle Observations. - Magnetosph.Study, I979. Proc.Int.Workshop Selec.Top.Magnetosph.Phys., Tokyo, I979, S.I., s.a., p.62-66.

I26. Krimigis S.M. Observations of Particle Acceleration in the Earth's Magnetotail. - Part Accel.Mech.Astrophys.Workshop, La Jolla, I979. New York, I979, p.I79-I97.

I27. Тверская Л.В. Об ускорении заряженных частиц нестационарными электрическими волнами в магнитосфере Земли. - Геомагнетизм и аэрономия, I97I, т.II, № 3, с.52I-523.

I28. Гальпер А.М., Грачев В.М., Дмитриенко В.В., Кириллов-Угрюмов В.Г., Полухина Н.Г., Улин С.Е., Чарков Р.Н. Исследование потоков высокоэнергичных электронов на спутнике "Интеркосмос-Болгария I300". - Космические исследования, I983, т.2I, вып.5, с.707-709.

I29. Гальпер А.М., Грачев В.М., Дмитриенко В.В., Кириллов-Угрюмов В.Г., Полухина Н.Г., Улин С.Е. Измерения электронов высоких энергий в радиационном поясе на ИСЗ "Болгария-I300". - Космические исследования, I983, т.2I, вып.4, с.65I-652.

I30. Минеев Ю.В., Сенчуро И.Н., Спирькова Е.С., Шаврин П.И., Глухов Г.А., Кратенко Ю.П. Динамика энергичных электронов по наблюдениям на ИСЗ "Интеркосмос-I9" в апреле I979 г. - Космические исследования, I982, т.20, вып.5, с.767-77I.

I3I. Вакулов П.В., Коврыгина Л.М., Минеев Ю.В., Тверская Л.В. Динамика энергичных электронов радиационных поясов Земли во время магнитных бурь. - Изв. АН СССР. Сер.физ., I976, т.40, № 3, с.502-509.

I32. Бондарева Т.Б., Тверская Л.В. О дрейфе частиц радиационных поясов во время суббурь. - Геомагнетизм и аэрономия, I973, т.I3, № 4, с.723-729.

I33. Кеннел Ч.Ф. Следствие существования магнитосферной плазмы. - В кн.: Физика магнитосферы. М.: Мир, I972, с.462-5I6.

I34. Аксфорд В.И. Магнитосферная конвекция. - В кн.: Физика магнитосферы. М.: Мир, I972, с.5I7-565.

I35. Lin R.P., Anderson K.K., McCoy J.E., Russell C.T. Observations of Magnetic Marging and the Formation of the Plasma Sheet in the Earth's Magnetotail. - J.Geophys.Res., I977, v.82, No.I9, p.276I-2773.

I36. Baker D.N., Stone E.C. Observations of Energetic Electrons (E > 200 keV) in the Earth's Magnetotail. Plasma Sheet and Fireball Observations. - J.Geophys.Res., I977, v.82, No.I0, p.I532-I546.

I37. Савун О.И., Сенчуро И.Н., Шаврин П.И. Долговременные вариации быстрых электронов во внешнем радиационном поясе Земли.- Космические исследования, I977, т.I5, вып.2, с.208-2II.

I38. Володичев Н.Н., Савенко И.А., Сараева М.А., Сурова Г.М., Шаврин П.И. Наблюдение релятивистских электронов внешнего радиационного пояса Земли на ИСЗ "Прогноз-3" в I973-I974 гг. - Космические исследования, I980, т.I8, вып.5, с.796-80I.

I39. Безродных И.П., Шафер Ю.Г. О связи долгопериодических вариаций электронов во внешнем радиационном поясе Земли с параметрами солнечного ветра. - Космические исследования, I982,т.20, вып.4, с.639-64I.

I40. Bezrodnykh I.P., Shafer Yu.G. Pulsations of Electron Flux Intensity with a Period 2-3 Hours at Geosynchronous Orbit. - Proc.I8-th ICRC, Bangalore, I983, v.3, p.258-26I.

I4I. Безродных И.П., Шафер Ю.Г. Структура потока космических лучей в феврале I978 г. по измерениям на ИСЗ "Радуга" - БНТИ. Проблемы космофизики и аэрономии. Якутск: ЯФ СО АН СССР, ноябрь I982, с.25-28.

I42. Solar-Geophys.Data, I978, No.406.

I43. Безродных И.П., Шафер Ю.Г. Возрастание интенсивности космических лучей вблизи фронтов ударных волн в мае I978 г. и феврале I979 г. - БНТИ. Проблемы космофизики и аэрономии, Якутск: ЯФ СО АН СССР, ноябрь I982, с.28-3I.

I44. Тверская Л.В., Хорошева О.В. Об автоколебательном характере магнитосферных суббурь. - Геомагнетизм и аэрономия, I975, т.I5, № 3, с.572-575.

I45. Калишер А.Л., Троицкая В.А. Модуляция спектра геомагнитных пульсаций типа Pi1C - В кн.: Структура электромагнитного поля геомагнитных пульсаций. М.: Наука, I980, с.I23-I28.

I46. Russell C.T., McPherron R.L. The Magnetotail and Substorm. - Space Sci.Rev., I973, v.I5, p.205-266.

I47. Владимирский Б.М., Бобова В.П., Бондаренко Н.М., Веретенникова В.К. Пульсации с периодом I60 минут в земной магнитосфере, возможно, обусловленные колебаниями Солнца. - Изв.Крымской астрофиз.обсерв., I983, с.75-8I.

I48. Fairfield D.H. Average Magnetic Field Configuration of the Outer Magnetosphere. - J.Geophys.Res., I968, v.73, No.23, p.7329-7338.

I49. Безродных И.П., Шафер Ю.Г. Динамика потоков электронов на геостационарной орбите и их связь с солнечной активностью. - Изв. АН СССР. Сер.физ.,I983, т.47, № 9, с.I684-I686.

I50. Безродных И.П. Эмпирическая зависимость плотности потока релятивистских электронов на геосинхронной орбите от величины скорости солнечного ветра. - В кн.: Физические процессы в околоземной плазме. Якутск: ЯФ СО АН СССР, I984, с.47-50.

I5I. Solar-Geophysical Data, I977-I979.

I52. Borrini G., Coslince J.T., Bame S.J., Feldman W.C. Analysis of Shock Wave Disturbances Observed at I AU from I97I through I978. - J.Geophys.Res., I982, v.87, No.A6, p.4365-4373.

I53. Van Rosenvinge T.T. Data from ISEE-3 for the IMS Period. - The IMS Source Book, American Geophys.Union, Washington, I982, p.I-9.

I54. Eraker J.H. Origins of the Low-Energy Relativistic Interplanetary Electrons. - Astrophys.J., I982, v.257, p.862-880.

I55. Nagai T., Kawamura M., Kohno T. Energetic Particle Flux Observed by GMS during the February I4-I7, I978 Geomagnetic Storm. - Solar Terr.Environ.Res., I979, v.3, p.I33-I38.

I56. Chenette D.L., Conlon T,F., Ryle K.R., Simpson J.A. Jupiter's Magnetosphere as a "Point Source for Electrons Propagating from I to I2 AU". - Proc. I5-th ICRC, Plovdiv, I977, v.5, p.226-23I.

I57. Fillius W., Wing-Huen I.P., Knickerbocker D. Interplanetary Electrons: What is the Strength of the Jupiter Source? - Proc.I5-th ICRC, Plovdiv I977, v.5, p.232.

I58. King J.H. Interplanetary Medium Data Book. - Flight Center Greenbelt, Maryland, I979.

I59. Луценко В.Н., Николаева Н.С., Писаренко Н.Ф., Шестопалов И.П. Энергичные электроны магнитосферного происхождения. - В кн.: Проблемы солнечной активности и космическая система "Прогноз". М.: Наука, I977, с.23I.

I60. Минеев Ю.В., Спирькова Е.С., Шестопалов И.П. Спектры электронов с энергией 0,03-3,0 МэВ, образующих слой в переходной области по данным спутника "Прогноз-4". - Космические исследования, I98I, т.I9, вып.5, с.780-785.

I6I. Антонова А.Е., Николаева Н.С. Потоки энергичных электронов во внешней магнитосфере Земли по наблюдениям на ИСЗ "Прогноз-3". - Геомагнетизм и аэрономия, I979, т.I9, № 4, с.6I5-622.

I62. Минеев Ю.В., Савенко И.А., Савельев В.Г., Спирькова Е.С. Дифференциальные спектры и всплески электронов вблизи магнитосферы. - Геомагнетизм и аэрономия, I979, т.I9, № I, с.I54-I58.

I63. Fan G.Y., Gloekler G., Simpson J.A. Acceleration of Electrons near the Earth's Bow Shock and Beyond. - J.Geophys. Res., I966, v.7I, No.7, p.I837-I856.

I64. Безродных И.П., Бережко Е.Г., Морозова Е.И., Писаренко Н.Ф., Плотников И.Я., Шафер Ю.Г. Всплески релятивистских электронов на магнитопаузе и во внешнем радиационном поясе. - Геомагнетизм и аэрономия, I984, т.24, № 5, с.8I8-820.

I65. Дорман Л.И. Космические лучи солнечного происхождения. - Итоги науки и техники. Исследование космического пространства. ВИНИТИ, I978, т.I2, с.I57.

I66. Бенгин В.В., Мирошниченко Л.И., Петров В.М. Прогнозирование радиационных характеристик солнечного космического излучения с использованием теоремы Байсса. - Препринт, ИЗМИРАН, № I4 (379), I983, 32 с.

I67. Клименко В.В. Экспериментальные исследования распространения потоков заряженных частиц в солнечной короне и межпланетной среде. - Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук. - Рукопись, М.: ИПГ, I983, I98 с.

I68. Сергеев В.А., Цыганенко Н.А. Магнитосфера Земли. - М.: Наука, I980, I74 с.

I69. Безродных И.П., Кузьмин В.А. О флуктуациях космических лучей и ММП вблизи границы сектора. - БНТИ. Проблемы космофизики и аэрономии. Якутск: ЯФ СО АН СССР, май I982, с.I7-I9.

I70. Bezrodnykh I.P., Kuzmin V.A. Cosmic Rays and Interplanetary Magnetic Field Fluctuations near Sector Boundary. - 8-th Europ.Csomic Ray Symp. Rome, I982. Abstr., a.3.I7.

I7I. Morozova E.I., Pissarenko N.F., Yeroshenko Ye.G., Schelch G., Riedler W., Schwingenschuh K. and Bezrodnykh I.P. The Magnetic Field Turbulence near Interplanetary Shock Fronts. - 25-th Plenary Meeting Committee on Space Research, COSPAR, Abstracts, Graz, Austria, 25 June - 7 July I984, p.I40.

I72. Morozova E.I., Pissarenko N.F., Yeroshenko Ye.G., Riedler W., Schwingenschuh K., Schelch G., Bezrodnykh I.P. Formation of Quasitrops for Charged Particles Caused by Strong Turbulences of the Interplanetary Magnetic Field. - 25-th Plenary Meeting Committee on Space Research, COSPAR, Abstracts,

Graz, Austria, 25 June - 7 July I984, p.I4I.

I73. Patel V.A., Wiskerchen M.I. Interplanetary Field and Plasma during Initial Phase of Geomagnetic Storms. - J.Geomagn. Geoelectr., I975, v.27, p.363-382.

I74. Bezrodnykh I.P., Berezhko E.G., Plotnikov I.Ya., Shafer Yu.G., Morozova E.I. and Pissarenko N.F. Energetic Electron Fluxes near the Magnetopause and at Geosynchronous Orbit: Analysis of Experimental Results and the Generation Mechanism. - 25-th Plenary Meeting Committee on Space Research, COSPAR, Abstracts, Graz, Austria, 25 June - 7 July I984, p.I7.

I75. Безродных И.П., Бережко Е.Г., Плотников И.Я., Шафер Ю.Г., Морозова Е.И., Писаренко Н.Ф. Потоки энергичных электронов вблизи магнитопаузы и на геостационарной орбите: Анализ экспериментальных результатов и механизм генерации.- Изв. АН СССР. Сер.физ., I984, т.48, № II, с.2I65-2I67.