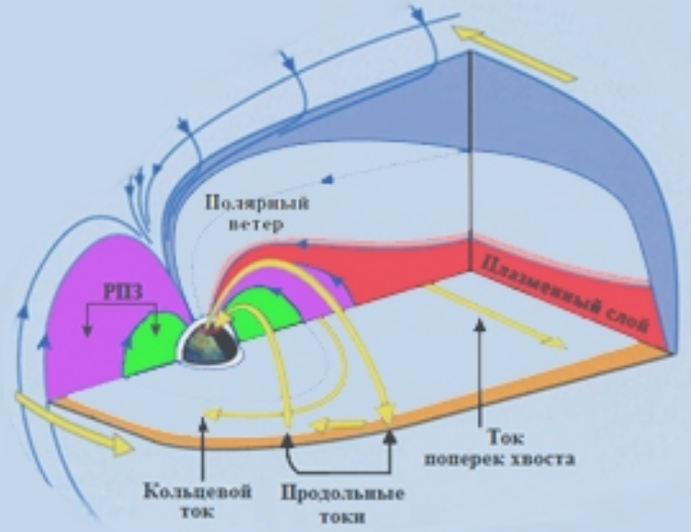
И.П. Безродных
А.П. Тютнев
В.Т. Семёнов

РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В КОСМОСЕ

ЧАСТЬ 1. РАДИАЦИЯ В ОКОЛОЗЕМНОМ КОСМИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ



РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В КОСМОСЕ

В первой части книги представлены результаты экспериментальных исследований влияния состояния межпланетной среды на динамику релятивистских электронов внешнего радиационного пояса Земли. Рассмотрены физические процессы, определяющие радиационный фон в околоземном космическом пространстве.

Книга предназначена для конструкторов и разработчиков электронной аппаратуры космических аппаратов, она также может быть полезна для научных работников и инженеров, специализирующихся в области геофизики, радиационной физики и химии полимеров.

ОТКРЫТОЕ АКЦИОНЕРНОЕ ОБЩЕСТВО
«НАУЧНО-ПРОИЗВОДСТВЕННАЯ КОРПОРАЦИЯ
«КОСМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ МОНИТОРИНГА,
ИНФОРМАЦИОННО-УПРАВЛЯЮЩИЕ И
ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИЕ КОМПЛЕКСЫ» имени А.Г. Иосифьяна»
(ОАО «Корпорация «ВНИИЭМ»)

И.П. Безродных, А.П. Тютнев
В.Т. Семёнов

РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В КОСМОСЕ

ЧАСТЬ 1. РАДИАЦИЯ В ОКОЛОЗЕМНОМ КОСМИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ



Москва
2014

УДК 537.591

Ответственный редактор д-р физ.-мат. наук А.П. Тютнев
Рецензент д-р хим. наук, заслуженный деятель науки РФ А.В. Ванников

Радиационные эффекты в космосе. Часть 1. Радиация в околоземном космическом пространстве / И. П. Безродных, А. П. Тютнев, В.Т. Семёнов. – М. : ОАО «Корпорация «ВНИИЭМ», 2014. – 106 с.

В первой части книги представлены результаты экспериментальных исследований влияния состояния межпланетной среды на динамику релятивистских электронов внешнего радиационного пояса Земли. Рассмотрены физические процессы, определяющие радиационный фон в околоземном космическом пространстве.

Книга предназначена для конструкторов и разработчиков электронной аппаратуры космических аппаратов, она также может быть полезна для научных работников и инженеров, специализирующихся в области геофизики, радиационной физики и химии полимеров.

УДК 537.591

© И.П. Безродных, А.П. Тютнев,
В.Т. Семёнов, 2014
© ОАО «Корпорация «ВНИИЭМ», 2014

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ……..4
ВВЕДЕНИЕ……...5

1. Космос радиоактивен…….……9
2. Компоненты ионизирующих излучений в околоземном космическом пространстве……...10
3. Межпланетная среда – источник ионизирующих излучений……19
4. Магнитосфера Земли – ловушка для заряженных частиц и низкочастотных электромагнитных волн……30
5. Динамика релятивистских электронов во внешнем радиационном поясе Земли……...……43
6. Радиальная и питч-угловая диффузия энергичных частиц в магнитосфере Земли……...66
7. Потери энергии частиц космических лучей в веществе……71
8. Частицы ГКЛ высоких энергий в околоземном космическом пространстве……80
9. Радиационные условия на орбитах космических аппаратов……91

ЛИТЕРАТУРА……....95

ПРЕДИСЛОВИЕ

ОАО «Корпорация «ВНИИЭМ» имеет большой опыт в разработке и создании космических аппаратов в интересах метеорологии, исследования природных ресурсов и дистанционного зондирования Земли. ВНИИЭМ осуществил более 80-ти запусков, среди них: КА серии «Метеор», КА «Ресурс-О1», КА «Электро», КА «Канопус-В». В ближайшей перспективе ОАО «Корпорация «ВНИИЭМ» создание космических комплексов дистанционного зондирования Земли и околоземного пространства, космических комплексов для проведения фундаментальных научных исследований, а также электромеханического оборудования, комплексов и систем служебного назначения для космических аппаратов.

Для разработки аппаратуры, способной устойчиво и длительно работать в условиях высокого уровня радиации, необходимы знания состава ионизирующего излучения, его энергетическое, пространственное распределение и механизмы воздействия на электронные компоненты и изоляционные материалы.

Авторы, сотрудники лаборатории технической физики ОАО «Корпорации «ВНИИЭМ» и отдела физики плазмы ИКИ РАН, предлагают читателю книгу, посвященную вопросам динамики потоков ионизирующих излучений в околоземном космическом пространстве, вопросам влияния ионизирующих излучений на физико-химические свойства электротехнических материалов и на работоспособность электронных систем космических аппаратов.

Особенность данной книги состоит в том, что в ней впервые, в полном объеме, приведены экспериментальные данные, свидетельствующие о связи интенсивности потоков ионизирующих излучений внешнего радиационного пояса Земли с состоянием межпланетной среды. Существование этой связи делает возможным разработать более надежную методику прогнозирования радиационных условий в околоземном космическом пространстве. Актуальность такого прогноза особенно очевидна при полетах за пределы магнитосферы Земли, когда космический аппарат пересекает радиационные пояса, в которых интенсивность ионизирующих излучений со временем изменяется в десятки и сотни раз.

Кроме того, в данной книге обобщены результаты многолетних экспериментальных исследований по радиационной электропроводности полимерных материалов, используемых на внешней поверхности космических аппаратов, и по влиянию космической радиации на надежность функционирования электронных систем. Рассмотрены важные вопросы, связанные с влиянием температуры на радиационную стойкость электротехнических материалов, а также вопросы, связанные с электризацией космических аппаратов и повышением их стойкости к воздействию этого поражающего фактора. Приведены результаты экспериментальных исследований влияния ионизирующих излучений на работоспособность электронных компонент.

Книга будет полезна для конструкторов и разработчиков электронной аппаратуры космических аппаратов, она также представляет интерес для студентов и аспирантов технических вузов, научных работников и инженеров, специализирующихся в области геофизики, радиационной физики и химии полимеров.

Генеральный директор
д-р техн. наук. Л.А. Макриденко

ВВЕДЕНИЕ

Обеспечение надежной эксплуатации космических аппаратов в космосе сопряжено с решением целого комплекса научно-технических вопросов, связанных с особенностями внешней обстановки в открытом космосе. Основные факторы этой обстановки хорошо известны. Это глубокий вакуум, невесомость, мощные потоки теплового, ультрафиолетового и рентгеновского излучения Солнца, высокоэнергичные электроны и ядра химических элементов галактических космических лучей, частицы солнечных космических лучей и радиационных поясов Земли, частицы микрометеоритов и космического мусора. Каждый из этих факторов требует специального подхода и по каждому из них существует обширная литература.

В данной книге мы коснемся вопросов: динамики ионизирующих излучений в околоземном космическом пространстве; радиационной стойкости электронных радиоизделий и материалов, использующихся в космической индустрии; природы электростатических разрядов, возникающих на внешней поверхности космических аппаратов. При рассмотрении всех этих вопросов основное внимание уделено научному анализу физических процессов, лежащих в основе подобных явлений. Книга состоит из трех отдельных частей.

В первой части книги рассмотрены физические процессы, определяющие динамику и распределение потоков ионизирующих излучений в околоземном космическом пространстве.

Представлены экспериментальные данные, подтверждающие наличие периодических магнитогидродинамических структур в солнечном ветре перед фронтами межпланетных ударных волн и обсуждается их влияние на эффективность ускорения заряженных частиц в межпланетной среде. Представлены обобщенные экспериментальные данные, подтверждающие тесную связь с состоянием межпланетной среды: геомагнитной активности, потоков высокоэнергичных частиц, захваченных в геомагнитном поле, и потоков частиц, высыпающихся из радиационного пояса Земли. Рассматривается особая роль рекуррентных (повторяющихся) высокоскоростных потоков солнечного ветра в динамике энергичных частиц в межпланетной среде и в магнитосфере Земли. Подчеркивается важный экспериментальный факт, состоящий в том, что в отсутствии солнечных вспышек всем существенным возрастаниям потока релятивистских электронов в магнитосфере Земли предшествует возрастание скорости солнечного ветра. При этом не отрицается, что некоторое влияние на радиационные условия внутри магнитосферы оказывают множество других факторов, например, величина и знак Bz компоненты вектора межпланетного магнитного поля.

Кроме данных, характеризующих степень зависимости динамики ионизирующих излучений в магнитосфере Земли от динамики параметров солнечного ветра, приводятся данные потерь энергии частиц при прохождении через вещество и данные об эффективности снижения интенсивности потоков ионизирующих излучений и поглощенной дозы радиации за защитными экранами.

Авторы благодарны сотрудникам ИКФИА СО РАН – В.Д. Соколову, Е.Г. Бережко, Г.Ф. Крымскому, сотрудникам ИКИ РАН – Е.И. Морозовой и А.А. Петруковичу, результаты совместных работ с которыми по динамике иони-

зирующих излучений и магнитной турбулентности использовались при написании данной книги. Авторы благодарны ведущему инженеру ИКФИА СО РАН В.В. Мигалкину, который совместно с заведующим лаборатории технической физики ФГУП «НПП ВНИИЭМ» В.Т. Семеновым в трудные 1990-е годы поддерживал в рабочем состоянии Якутскую меридианальную цепочку риометрических станций, в частности станции на острове Котельный и в поселке Тикси.

Вторая часть книги состоит из трех глав. В первой главе второй части книги дается всесторонний теоретический анализ радиационной электропроводности полимеров, излагаются новейшие экспериментальные данные по радиационной электропроводности полимеров и прыжковому транспорту носителей заряда в молекулярно допированных полимерах.

Воздействие ионизирующих излучений (быстрых электронов, гамма-квантов, протонов, быстрых и медленных нейтронов и др.) на полимерные диэлектрики (в дальнейшем, полимеры) приводит к образованию заряженных частиц в объеме материала. В результате концентрация носителей заряда в облучаемом полимере резко возрастает, что приводит к появлению радиационной электропроводности.

За время, прошедшее с момента выхода монографии А.П. Тютнева, В.С. Саенко, Е.Д. Пожидаева, Н.С. Костюкова «Диэлектрические свойства полимеров в полях ионизирующих излучений», появились новые результаты. Они рассеяны в периодической научной литературе и трудах конференций и явно недостаточно отражены и систематизированы в монографиях. Мы предполагаем восполнить этот пробел. Большое внимание будет уделено дальнейшему развитию модели Роуза – Фаулера – Вайсберга с целью охвата дозовых эффектов и прыжкового транспорта, но при условии сохранения формализма модели квазизонного транспорта.

Субъективизм авторов состоит в том, что, стараясь сохранить идейное единство глав, они отдают предпочтение модели многократного захвата, используя ее в качестве универсального инструмента при обсуждении и сравнительном анализе экспериментальных и теоретических результатов, полученных исследователями, принадлежащими к различным научным школам.

Дело в том, что указанная модель, в зависимости от выбранного энергетического распределения локализованных состояний (ловушек), может достаточно точно моделировать кинетику переходных процессов в самых различных неупорядоченных материалах. Этот подход позволяет обеспечить удивительную физическую прозрачность при описании широкого круга явлений переноса, отсутствующую в большинстве других теорий.

Трудности исследования неупорядоченных материалов обусловлены сложностью самого объекта исследования. На данном этапе изучения не представляется возможным строго контролировать состав и структуру некристаллических материалов. Существует значительная сложность и математического описания систем без трансляционной инвариантности. В частности, для учета дефектной структуры материала (пространственного и энергетического беспорядка, наличия пустот свободного флуктуационного объема при возможном влиянии различного рода технологических примесей) необходимо использовать модельные аппроксимации.

Формирование новых представлений в области электронного транспорта неупорядоченных систем не завершено. Появившиеся в последнее время резуль-

таты позволили углубить наши представления о природе локализации, зоне переноса и кинетических свойствах полимерных матриц. Особого упоминания заслуживает изменение наших взглядов на природу и величину эффективного частотного фактора, фигурирующего в модели многократного захвата.

В связи с бурным развитием электрографии были проведены обширные исследования, направленные на изучение переноса носителей заряда в фотопроводящих неупорядоченных системах (полимерах и халькогенидных стеклах).

В этой связи привлечение данных, полученных при изучении радиационной электропроводности полимерных диэлектриков, а также фундаментальных результатов из области радиационной химии, представляет несомненный интерес. Более того, на базе этих исследований предложена универсальная методика для изучения подвижности носителей заряда в полимерных системах, позволяющая судить о правильности той или иной теоретической концепции.

Общий объем информации по подвижности носителей заряда в полимерах, как и вообще в неупорядоченных твердых телах, чрезвычайно велик, но достаточно противоречив. По нашему мнению, сложившаяся неудовлетворительная ситуация в обсуждаемой области связана с упорным нежеланием ряда ведущих специалистов расширить методическую базу экспериментальных исследований и наряду с приповерхностным способом генерации носителей заряда использовать и однородную по объему фотогенерацию, на что уже неоднократно указывалось в литературе, начиная с 1970 г.

Таким образом, назрела необходимость критического пересмотра экспериментальных и теоретических результатов по транспорту носителей заряда во всей их совокупности. В течение последних 30 лет нами проводятся систематические исследования как самой радиационной электропроводности, так и подвижности носителей заряда в полимерах, в том числе и методом времени пролета. Объекты изучения включают поливинилкарбазол и молекулярно допированные полимеры. Все это позволяет надеяться на то, что предлагаемый в настоящей монографии анализ окажется в меру объективным и достаточно продуктивным в том смысле, что укажет подходы к разрешению сложившейся кризисной ситуации путем постановки специально поставленных экспериментов.

Вторая глава второй части книги посвящена непосредственно радиационной стойкости полимеров. Показано принципиальное отличие этой характеристики для полимеров и керамических материалов. Так как основная доля (90 – 98 %) поглощенной энергии расходуется на ионизацию и возбуждение атомов и молекул среды и только незначительная часть на смещение атомов и создание структурных дефектов, то ионизационные потери энергии (поглощенная доза) полностью определяет повреждающий эффект в органических материалах. В неорганических материалах деградация свойств вызывается структурными дефектами решетки, т. е. энергией излучения, расходуемой на смещение атомов облучаемого вещества. Показано влияние условий облучения на радиационную стойкость полимеров.

Поскольку по-прежнему остаются нерешенными многие вопросы постановки и проведения ускоренных испытаний полимеров по определению надежности их эксплуатации в полях ионизирующих излучений в аппаратуре атомных электростанций и космических аппаратов, то в монографии проведен критиче-

ский анализ возможности использования для этой цели существующих справочных данных, полученных, как правило, в нормальных условиях в ходе проведения сильно ускоренных испытаний по фактору мощности дозы, интегральной дозе и условиям облучения (газовая среда, влажность, агрессивные компоненты и др.), имитирующим аварийные ситуации на АЭС.

Третья глава второй части книги посвящена проблеме электризации материалов внешней поверхности космических аппаратов в открытом космосе, лабораторному моделированию и научному исследованию этих вопросов, а также природе и методам борьбы с электростатическими разрядами на борту космических аппаратов. С середины 70-х годов начинается интенсивное изучение электризации диэлектрических слоев под воздействием пучков моноэнергетических электронов с энергией в несколько десятков килоэлектронвольт. Этот интерес был обусловлен запросами космической техники, в первую очередь, необходимостью борьбы с электризацией космических аппаратов, эксплуатируемых на геостационарной или высокоэллиптических орбитах. В этом явлении радиационная электропроводность служит основным каналом сброса объемного заряда на «заземленный» электрод (корпус космического аппарата), ограничивая внутренние электрические поля.

В третьей части книги рассмотрены основные механизмы воздействия ионизирующих излучений на электронные компоненты приборов космических аппаратов, приводящие к нарушению их нормальной работы. Дается краткий обзор результатов исследования влияния радиации на характеристики кремния, материала из которого изготавливаются электронные компоненты для приборов различного назначения. Особое внимание уделяется вопросам, связанным с изменением под воздействием радиации таких параметров полупроводников, как: время жизни неосновных носителей заряда, удельное электрическое сопротивление, подвижность носителей заряда. Отмечается, что влияние ионизирующих излучений на свойства полупроводниковых приборов существенно зависит от плотности потока и спектрального состава ионизирующих излучений, температурного режима, как во время облучения, так и после облучения, а также электрического режима работы полупроводников. Большая часть материала главы посвящена вопросам радиационной стойкости комплектующих электронных компонент иностранного производства различного назначения. Приведенные в данной главе результаты анализа, радиационной стойкости электронной компонентной базы иностранного производства, выполненные ведущими специалистами РНЦ «Курчатовский институт», показывают уровень достижений современных технологий при создании электронной элементной базы класса Military и Space. Этот материал, безусловно, будет интересен широкому кругу разработчиков аппаратуры КА.

Книга рассчитана не только на теоретиков – в ней отсутствуют сложные расчеты, и основное место занимает изложение основных физических идей и результатов. В предлагаемой книге возможны упущения, и поэтому авторы с благодарностью примут все критические замечания и советы.

1. Космос радиоактивен

В 1895 г. немецкий физик В. Рентген опубликовал статью об обнаружении радиации, невидимых лучах, способных ионизировать вещество, через которое они проходят. Открытие В. Рентгена было первым в цепочке очень важных событий, одним из которых является открытие в 1896 г. французским физиком А. Беккерелем явления радиоактивности, которое состоит в том, что самопроизвольно, без влияния внешних факторов, тяжелые (нестабильные) ядра атомов химических элементов способны излучать радиацию. Открытие радиации и радиоактивности оказало огромное влияние на развитие науки и техники, оно явилось началом эпохи интенсивного изучения свойств и структуры веществ. В конечном итоге это изучение привело к резкому скачку уровня знаний об окружающем нас мире. Для развития цивилизации открытие радиации и радиоактивности имело столь же большое значение, как открытие огня.

Начиная с 1930 г., с помощью наземных станций и шаров-зондов, велись активные исследования свойств частиц космической радиации (космических лучей). Подтверждением тому являются тысячи статей и десятки книг, написанных до 1957 года по космическим лучам. Среди публикаций того времени особое значение имели книги Н.А. Добротина [1], Б. Росси [2], Б. Росси и К. Грейзена [3], Дж. Вильсона [4] и др., они были базовыми учебниками по космическим лучам для следующего поколения космофизиков.

Началом эры освоения космического пространства можно считать 4 октября 1957 г., когда СССР, сконцентрировав свои материальные и интеллектуальные ресурсы, проложил дорогу в космос, создав первый искусственный спутник Земли. Менее чем через год, весной 1958 г., группа исследователей из университета штата Айова (США), в которую входили Карл Мак-Илвейн, Георг Людвиг, Эрни Рей, Джеймс Ван Аллен, анализировала данные скорости счета газоразрядных счетчиков, установленных на космических аппаратах «Explorer-I» (первый американский спутник) и «Explorer-III». Обсуждая результаты регистрации высоких уровней радиации на космических аппаратах, Эрни Рей произнес фразу, которая стала исторической: «Боже мой, космос радиоактивен!». Термин «радиоактивен» был использован не совсем правильно, но смысл понятен. О существовании космической радиации и многих ее свойствах было известно задолго до этого события, но никто не мог предположить, что радиации будет так много. На первых советских и американских космических аппаратах приборы, предназначенные для измерения интенсивности потоков частиц космических лучей, «захлебнулись» и выдали ложную информацию, что радиация полностью отсутствует. Специалистам известно, что хотя бы в небольшом количестве, радиация есть повсюду, и когда приборы показывают ее полное отсутствие, то это первый признак, что ее слишком много.

Дж. Ван Аллен [5], по данным «Explorer-I» (запуск 31 января 1958 г.) и «Explorer-III» (запуск 26 марта 1958 г.), С.Н. Вернов, А.Е. Чудаков [6, 7], по данным «ИСЗ-2» (запуск 3 ноября 1957 г.) и «ИСЗ-3» (запуск 15 мая 1958 г.), анализируя данные измерений счетчиков ионизирующих излучений по траектории полета космических аппаратов, пришли к заключению, что потоки высокоэнергичных заряженных частиц распределены в околоземном космическом пространстве неравномерно. Основная часть потоков частиц космических лучей сосредоточена в ограниченной области пространства вблизи Земли. Это можно было объяснить, предполагая, что для заряженных частиц космических лучей магнитное поле Земли представляет собой магнитную ловушку в форме искаженного тороида. Потоки частиц в этой ловушке (радиационном поясе Земли) могут в сотни миллионов раз превосходить потоки аналогичных частиц за ее пределами [8]. Так произошло открытие **радиационного пояса Земли (РПЗ).**

В 1957 г. произошло еще одно важное событие: профессор Чикагского университета Е. Паркер теоретически предсказал непрерывное истечение плазмы с поверхности Солнца. Это явление получило наименование «солнечный ветер». Спустя два года группа советских исследователей под руководством К.И. Грингауза при помощи приборов, установленных на космических аппаратах «Луна-2» и «Луна-3», экспериментально подтвердила существование потока плазмы солнечного ветра. О солнечном ветре мы упомянули в связи с тем, что в данной части планируем обсудить, на наш взгляд, важный вопрос о влиянии крупномасштабных структур солнечного ветра на динамику частиц РПЗ.

2. Компоненты ионизирующих излучений в околоземном космическом пространстве

Частицы радиационных поясов. Радиация в околоземном космическом пространстве состоит из нескольких различных компонент, которые отличаются между собой интенсивностью потока, химическим составом и распределением частиц по энергиям. Частицы РПЗ являются одной из компонент ионизирующих излучений, в состав которой входят энергичные электроны, позитроны, протоны, антипротоны и ядра химических элементов, захваченных в геомагнитном поле.

Заполнение РПЗ происходит за счет:

– частиц, ускоренных на границе магнитосферы [9 – 13] и проникающих во внутренние области магнитосферы в результате их радиальной диффузии [14 – 17];

– частиц, ускоренных при разрыве токового слоя в хвосте магнитосферы, механизмом аналогичным механизму солнечных вспышек [18 – 26];

– частиц, непосредственно ускоренных внутри магнитосферы [27 – 32], (см. также обзор по механизмам ускорения Е.Е. Антоновой и др. [33]);

– частиц, ускоренных в грозовых электрических разрядах, между облаками и ионосферой Земли [34, 35];

– частиц галактических космических лучей и частиц распада нейтронов от наклонных широких атмосферных линий (ШАЛ) [36, 37];

– частиц юпитерианского происхождения [15, 38];

– частиц, ускоренных на гелиосферной ударной волне [39];

– частиц солнечных космических лучей [40].

Следует отметить, что в околоземном космическом пространстве частицы РПЗ из-за их очень высокой интенсивности потока представляют наибольшую радиационную опасность для биологических объектов, оптических и электронных систем космических аппаратов.

Частицы галактических космических лучей. Кроме компоненты частиц РПЗ наблюдаются частицы, происхождение которых связано с активными процессами в нашей Галактике [41] и за ее пределами. Потоки таких частиц называют **галактическими космическими лучами (ГКЛ).** Особенность динамики потоков частиц ГКЛ и их состав описан в работе [42]. Физические условия для ускорения частиц до высоких энергий (менее 10^{18} эВ для протонов) имеются в нашей Галактике [41], условия для ускорения частиц до сверхвысоких энергий (протонов с энергией около 10^{18} эВ и более) существуют, вероятно, только за пределами нашей Галактики [43].

Солнечные космические лучи. Кроме заряженных частиц РПЗ и ГКЛ в околоземном космическом пространстве в периоды повышенной солнечной активности могут наблюдаться потоки высокоэнергичных протонов, электронов, нейтронов, ядер химических элементов, гамма-квантов, квантов рентгеновского излучения от солнечных вспышек [44], так называемые **солнечные космические лучи (СКЛ)**. Энергия отдельных частиц СКЛ, как правило, не превышает 10^{10} эВ [45].

Единицы измерения энергии частиц космических лучей. Энергию частиц в космофизике принято измерять в электрон-вольтах ($1\ \text{эВ} \approx 1{,}6 \cdot 10^{-12}$ эрг). Энергия в один электрон-вольт соответствует энергии электрона, которую он получает, пройдя разность потенциалов в один вольт (соответственно, 1 ГэВ = 10^3 МэВ = 10^6 КэВ = 10^9 эВ). Масса частицы увеличивается с увеличением ее энергии. При увеличении энергии частицы на 1 эВ ее масса увеличивается на $1{,}8 \cdot 10^{-33}$ грамм. Энергия и масса частиц связана между собой через константу, которая равна квадрату скорости света в вакууме. Сформулируем, на наш взгляд, важное утверждение: если отношение значений двух физических величин равно константе, то они представляют собой проявление одной и той же сущности, и в этом случае любую из этих физических величин можно использовать вместо другой. Измерение энергии в граммах и массы в электрон-вольтах вполне допустимо. По этой же причине в единицах энергии и в единицах массы можно измерять тем-

пературу. Измерение температуры в электрон-вольтах, граммах, килограммах и тоннах возможно, правда, это уже будут несистемные единицы измерения, хотя при желании их тоже можно сделать системными. Можно разработать новую систему единиц измерения, в которой размерности нам знакомых физических величин будут совершенно другими [46].

Релятивистские эффекты в солнечных и галактических космических лучах. На рис. 1 показано, как быстро увеличивается скорость частицы с увеличением её кинетической энергии. С увеличением скорости частицы меняется скорость течения времени в системе отсчёта, связанной с частицей, и меняется пространственный масштаб по направлению движения частицы. Знание об этом нам потребуется при анализе пробегов в пространстве нестабильных частиц, нейтронов и мюонов. Потоки частиц СКЛ содержат не только нейтральные и заряженные стабильные частицы, но и нейтроны с временем жизни около 880 с.

Распадается нейтрон на протон, электрон и антинейтрино электронное:

$$n \to p + e + \tilde{\nu}_e.$$

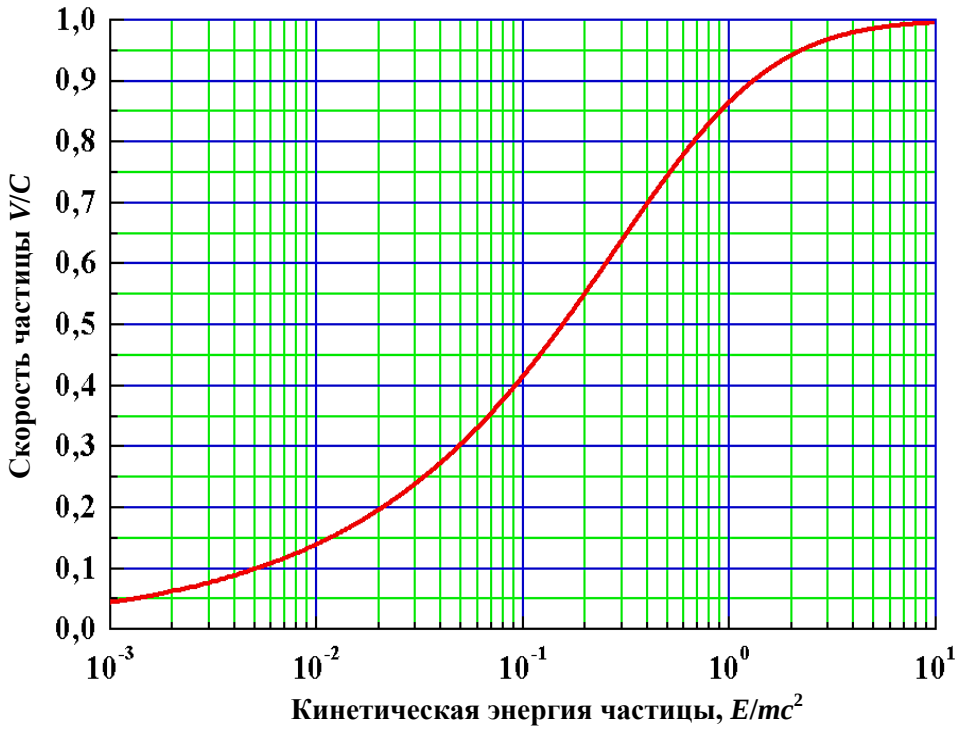


Рис. 1. Зависимость скорости частицы от её кинетической энергии. Скорость частицы дана в единицах скорости света, энергия – в единицах энергии покоя частицы

Нейтрон «состоит» из двух *d*-кварков и одного *u*-кварка (*n* = *ddu*), протон из двух *u*-кварков и одного *d*-кварка (*p* = *duu*). Нестабильный, тяжелый *d*-кварк со временем распадается на более легкий *u*-кварк, электрон и антинейтрино электронное:

$$d \rightarrow u + e + \tilde{\nu}_e.$$

Комбинация кварков (*ddu*) превращается в комбинацию кварков (*duu*), это и есть причина распада нейтрона. Почему распадается *d*-кварк, понятно – он слишком тяжелый, чтобы быть стабильным, но почему в комбинации (*ddu*) один из *d*-кварков распадается за время 880 с, а в комбинации (*duu*) точно такой же *d*-кварк не распадается и за 10^{30} лет, остается загадкой. Вышесказанное требует уточнения. Свободные протоны действительно не распадаются, но протоны в составе ядра атома при определенных условиях могут распадаться по схеме: $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$. Фактически это легкий *u*-кварк, получив энергию, превращается в тяжелый *d*-кварк (в связи с этим *d*-кварк можно рассматривать как возбужденное состояние *u*-кварка). Превращение *u*-кварка в *d*-кварк сопровождается рождением двух частиц: позитрона и нейтрино электронного. Это превращение (распад протона) возможен только в тех ядрах атомов химических элементов, в которых энергия связи протона меньше энергии связи нейтрона. В таких ядрах химических элементов распад протона приводит к повышению устойчивости ядра.

Вернемся к свободным нейтронам. Зная кинетическую энергию нейтрона, попробуем оценить пройденный им путь до распада. При этом учтем, что, согласно теории относительности, «внутренние часы» быстрого нейтрона идут медленнее, чем часы внешнего наблюдателя. Вероятность того, что частица не распадется на интервале пути *x*, определяется как:

$$P = exp(-x/x_0).$$

Пробег частицы x_0 вычисляется, если известна кинетическая энергия E_k, энергия покоя частицы $E_0 = m_0c^2$ и характерное время жизни до распада t_0 (в системе отсчета частицы). Скорость частицы определяется из соотношения:

$$(v/c)^2 = 1 - E_0^2/(E_0 + E_k)^2.$$

Учитывая релятивистские эффекты, получим:

$$x_0 = vt_0/[1 - (v/c)^2]^{0,5} = vt_0(E_0 + E_k)/E_0.$$

Вероятность того, что нестабильная частица пройдет путь $x = x_0$ и не распадется, приблизительно равна 0,37.

На рис. 2 показан график зависимости пробега нейтронов и мюонов до распада от их кинетических энергий. Например на рис. 2. видно, что при

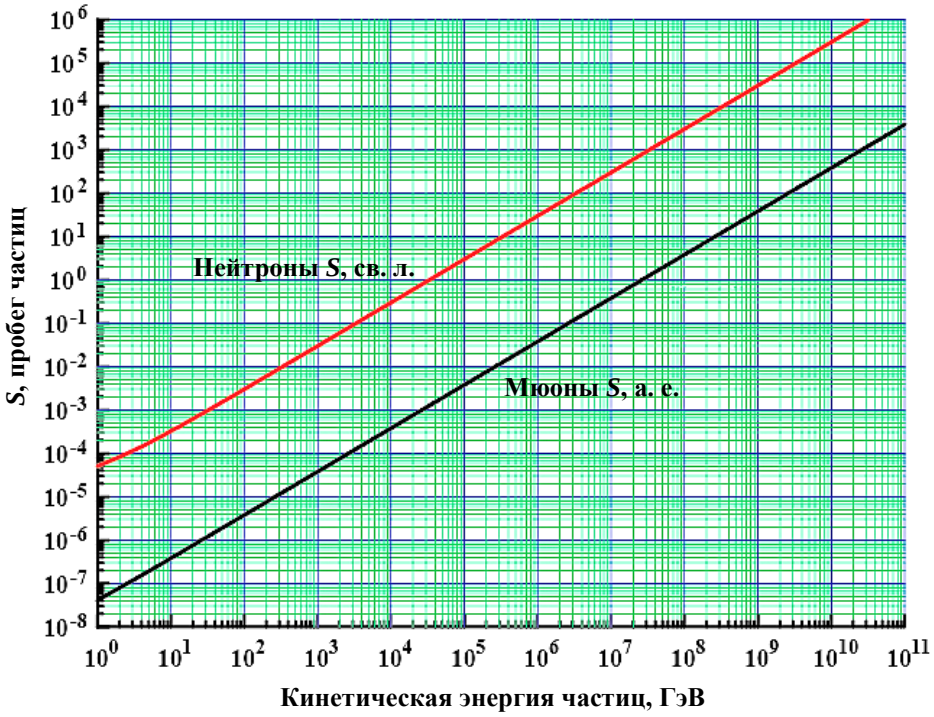


Рис. 2. Зависимость пробега нейтронов и мюонов до распада от их кинетической энергии. Для нейтронов пробег *S* дан в единицах световых лет, для мюонов пробег *S* дан в астрономических единицах

кинетической энергии нейтрона 10^5 ГэВ он может пройти расстояние около трех световых лет (св. л.). Один световой год – это расстояние, которое проходит свет за 1 год. Если аналогичную оценку сделаем для нейтронов с энергией E = 1 эВ, получим пробег около $S \approx 12\,000$ км.

Нейтроны от солнечных вспышек могут пойти до распада гораздо большее расстояние (1 астрономическая единица ≈ 150 000 000 км):

– E = 0,2 ГэВ, $S \approx 1$ а. е.;
– E = 1,0 ГэВ, $S \approx 3$ а. е.;
– E = 2,5 ГэВ, $S \approx 6$ а. е.;
– E = 10 ГэВ, $S \approx 20$ а. е.

Нейтроны от остатка сверхновой (радиопульсар PSR B0656 + 14 на границе созвездия Близнецов и созвездия Единорога): $E = 2{,}7 \cdot 10^7$ ГэВ, $S \approx 800$ св. л.

Нейтроны от остатка сверхновой (в созвездии Паруса): $E = 3{,}4 \cdot 10^7$ ГэВ, $S \approx 1\,000$ св. л.

Нейтроны от остатка сверхновой (Крабовидная туманность): $E = 2{,}2 \cdot 10^8$ ГэВ, $S \approx 6\,500$ св. л.

Нейтроны из центральных областей Галактики: $E = 1{,}0 \cdot 10^9$ ГэВ, $S \approx 30\,000$ св. л.

Нейтроны, образованные в результате взаимодействия протонов ($E > 4 \cdot 10^{10}$ ГэВ) с реликтовым электромагнитным излучением:

– $E = 4{,}0 \cdot 10^{9}$ ГэВ, $S \approx 119\,000$ св. л.;

– $E = 2{,}5 \cdot 10^{10}$ ГэВ, $S \approx 742\,000$ св. л.;

– $E = 1{,}0 \cdot 10^{11}$ ГэВ, $S \approx 3\,000\,000$ св. л.

Оценку пробегов можно сделать и для мюона с временем жизни около $2 \cdot 10^{-6}$ с, в результате получим:

– при кинетической энергии $E = 0{,}01$ ГэВ мюон способен пройти до распада расстояние около $S \approx 270$ м;

– $E = 0{,}1$ ГэВ, $S \approx 1$ км;

– $E = 1$ ГэВ, $S \approx 6$ км;

– $E = 10$ ГэВ, $S \approx 57$ км;

– $E = 10^{2}$ ГэВ, $S \approx 570$ км;

– $E = 2{,}7 \cdot 10^{7}$ ГэВ, $S \approx 1$ а. е.;

– $E = 1{,}6 \cdot 10^{8}$ ГэВ, $S \approx 6$ а. е.;

– $E = 2{,}7 \cdot 10^{8}$ ГэВ, $S \approx 10$ а. е.;

– $E = 2{,}7 \cdot 10^{9}$ ГэВ, $S \approx 100$ а. е.

Нейтрон с энергией 1 ГэВ преодолевает расстояние в несколько астрономических единиц. Если энергия нейтрона 10^{9} ГэВ, то он способен преодолеть за то же время расстояние от центра Галактики до Солнечной системы, т. е. расстояние около 30 000 св. л. В связи с этим можно предположить, что нейтроны содержатся не только в составе потоков частиц СКЛ, но могут быть в составе потока частиц ГКЛ. Заметим, что по направлению прихода нейтрона ГКЛ можно было бы определить направление на источник, а по энергетическому спектру – расстояние до источника. Не исключено, что среди частиц высоких и сверхвысоких энергий, которые регистрируются установками, предназначенными для регистрации ШАЛ, есть и нейтроны.

В Солнечной системе такие большие объекты, как Юпитер и Солнце, являются хорошими мишенями для частиц ГКЛ. При взаимодействии ГКЛ с их веществом будут генерироваться все виды вторичных частиц, в том числе нейтроны и мюоны. При достаточно чувствительной аппаратуре возможно наблюдение на Земле нейтронов и мюонов (нейтронов с энергией более 2,5 ГэВ и мюонов с энергией более $1{,}6 \cdot 10^{8}$ ГэВ) от наклонных ШАЛ на Юпитере и Солнце.

Нейтроны могут генерироваться при взаимодействии протонов высоких энергий с веществом межзвездной среды, например в реакции

$$p + p \rightarrow p + n + \pi_0^{+}.$$

Кроме этого процесса, нейтроны в межзвездной среде могут генерироваться протонами сверхвысоких энергий при их взаимодействии с фотонами, в частности с фотонами реликтового электромагнитного излучения в реакции

$$p + \gamma \rightarrow n + \pi^{+}.$$

При этом π^{+}-мезон распадается по схеме:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu.$$

Затем μ^+-мюон распадается на позитрон и нейтрино электронное:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e.$$

Нейтроны и позитроны ГКЛ являются в основном продуктами взаимодействия высокоэнергичных протонов с частицами вещества в источнике (например, в остатках сверхновых звезд в нашей Галактике) и в межзвездной среде. Наличие большого количества позитронов в составе ГКЛ косвенно подтверждает гипотезу о существовании нейтронов в высокоэнергичной части спектра ГКЛ.

Остатки сверхновых звезд могут быть источниками нейтронов высоких энергий. Основными претендентами на источники высокоэнергичных космических лучей в Галактике являются нейтронные звезды и ударные волны, образованные в межзвездной среде от взрыва сверхновых звезд [41]. К остаткам сверхновых звезд, расположенных в непосредственной близости от Солнечной системы, относятся остатки в созвездии Паруса, остатки на границе созвездий Близнецов и Единорога, Скорпиона, Тельца (Крабовидная туманность). Известно, что остатки сверхновых являются источниками ГКЛ, в том числе и нейтронов высоких энергий. От тех остатков сверхновых звезд, которые располагаются в нашей части Галактики, можно ожидать поток высокоэнергичных нейтронов, у которых пробег до распада больше, чем расстояние до Солнечной системы. Если потоки нейтронов от ближайших остатков сверхновых будут обнаружены, то это приведет к созданию нового направления в астрофизике – нейтронной астрофизики.

Релятивистские эффекты при движении космических аппаратов со скоростями близкими к скоростям движения частиц ГКЛ. Даже теоретически невозможно себе представить, как можно увеличить скорость космического аппарата (КА) до скорости, с которой движутся частицы ГКЛ высоких энергий, но допустим, что в далеком будущем, пока не понятно как, такая возможность будет реализована. Если бы космонавты на космическом корабле смогли лететь с такой скоростью, то они могли бы достичь ближайших звездных систем, удаленных от них на расстояние около 5 св. л., почти мгновенно. Но если бы они летели к далеким звездам, находящимся на удалении в несколько десятков тысяч световых лет, то за все время полета с такой скоростью космонавты успели бы приготовить кофе, и кофе не успело бы остыть, как они оказались бы на другом конце Галактики. Из-за сжатия пространства по направлению движения КА на много порядков увеличится плотность межзвездной среды (плотность межзвездной среды будет почти сравнима с плотностью верхних слоев атмосферы Земли). Движение в столь плотной среде с большой скоростью приведет к перегреву корпуса аппарата, возникнет проблема отвода тепла и сама среда станет источником радиации более опасным, чем потоки космических лучей, которые мы наблюдаем на орбите Земли.

Генерация быстрых частиц и возрастание энтропии. Солнечная активность [47] может проявлять себя как вспышечный процесс в хромосфере Солнца [48], связанный с аннигиляцией магнитного поля, при разрыве нейтрального токового слоя, сопровождающегося трансформацией энергии магнитного поля в энергию электрического поля в щели разрыва, с последующим ускорением заряженных частиц [18, 23 – 26, 49]. В общем случае можно считать, что в Солнечной системе генерация всех видов ионизирующих излучений связана с проявлением солнечной активности.

Любая область космического пространства, где есть высокая концентрация энергии, потенциально может служить источником космических лучей. Важную роль в этом случае играет наличие разрывов в параметрах среды, наличие градиентов, например, напряженности магнитного поля, плотности и скорости плазмы. В тех случаях, когда релаксации избыточной энергии за счет ее трансформации в тепловую энергию окружающей среды затруднительны, природа «рассматривает» нетепловые способы перераспределения избыточной энергии по пространству (генерацию быстрых заряженных частиц). Генерация энергичных заряженных частиц может оказаться наиболее быстрым и эффективным способом перераспределения энергии и, в конечном итоге, наиболее быстрым и эффективным способом ее диссипации (увеличения энтропии).

Как мы уже упоминали, важную роль в ускорении частиц при солнечных вспышках и геомагнитных возмущениях играет механизм ускорения частиц при разрыве нейтрального токового слоя, разделяющего два магнитных потока, направленных навстречу друг другу [18]. При разрыве токового слоя часть магнитной энергии расходуется на образование в щели разрыва импульсного электрического поля, которое ускоряет все заряженные частицы в области разрыва. Чем шире токовый слой, тем больше магнитной энергии за единицу времени может быть преобразовано в энергию электрического поля в области разрыва слоя. Подобный механизм является единственной возможностью быстрой диссипации магнитной энергии при высокой проводимости космической плазмы [24].

Солнечные вспышки. Мощные солнечные вспышки сопровождаются:

– генерацией потоков частиц СКЛ [45, 50–52], плотность энергии которых может в несколько тысяч раз превосходить плотность энергии частиц ГКЛ, например, от солнечной вспышки (16.07.1959) даже в стратосфере над Мурманском (17.07.1959) интенсивность потока частиц СКЛ с энергией более 100 миллионов электрон-вольт (МэВ) возросла в 2800 раз [53];

– выбросами миллиардов тонн солнечной плазмы со сверхзвуковой скоростью в межпланетное пространство [54 – 56], которые являются причиной образования межпланетных ударных волн (МУВ), на фронтах которых возможно ускорение заряженных частиц, например, статистическим механизмом [57] и регулярным механизмом ускорения [41, 58, 59].

В минимуме солнечной активности вспышек практически не бывает. В максимуме активности Солнца вспышки могут происходить с интервалом менее двух часов. За 11-летний цикл активности Солнца может произойти

несколько десятков тысяч солнечных вспышек [60]. Большинство солнечных вспышек сопровождаются потоками частиц СКЛ с энергиями менее 1 МэВ. В максимуме активности Солнца в среднем ожидается одна вспышка в неделю с потоками частиц СКЛ, максимальная энергия которых для ядер химических элементов может достигать 10 МэВ/ нуклон и для электронов – 1 МэВ. Один раз в месяц могут быть вспышки, в которых максимальная энергия частиц СКЛ может достигать 100 МэВ/ нуклон для ядер и около нескольких МэВ для электронов. Один раз в год возможна вспышка, в которой максимальные энергии частиц СКЛ достигнут 1 ГэВ/нуклон для ядер и несколько десятков МэВ для электронов. За весь 11-летний цикл активности Солнца возможно около трех сверхмощных солнечных вспышек, в которых максимальная энергия частиц СКЛ может достигать 10 ГэВ/нуклон для ядер и 100 МэВ для электронов. Вероятнее всего, эти вспышки будут спустя 3 или 4 года после максимума солнечной активности (т. е. где-то в 2016 – 2017 гг.).

Аномальная компонента космических лучей. Кроме компонент РПЗ, ГКЛ, СКЛ, существует аномальная компонента космических лучей. Ее происхождение связано с взаимодействием солнечного ветра с межзвездной средой на границе гелиосферы. Гелиосферой называют область пространства, занятую солнечным магнитным полем. Внутри гелиосферы находится плазма солнечного ветра, за пределами гелиосферы – плазма межзвездной среды. Солнечная система перемещается относительно межзвездной среды со скоростью около 25 км/с или даже немного меньше. Скорость же солнечного ветра вблизи границы Солнечной системы (гелиосферы) является сверхзвуковой и меняется в основном в пределах от 250 до 700 км/с в зависимости от гелиошироты и солнечной активности. В результате взаимодействия сверхзвукового солнечного ветра с межзвездной средой на границе гелиосферы формируется ударная волна. Расстояние от Солнца до гелиосферной ударной волны составляет величину около 100 а. е. Передний фронт гелиосферной ударной волны распространяется по солнечному ветру в направлении Солнца. В области между фронтом гелиосферной ударной волны и магнитными неоднородностями, которые перемещаются от Солнца вместе с плазмой солнечного ветра в направлении фронта ударной волны, часть заряженных частиц испытывают регулярное ускорение [58]. Следовательно, на границе гелиосферы за счет кинетической энергии солнечного ветра происходит ускорение заряженных частиц, часть из которых в результате диффузии способны проникнуть в центральную область гелиосферы. Потоки этих частиц вблизи Земли принято называть аномальной компонентой космических лучей или **аномальными космическими лучами (АКЛ)**. Данные по энергии и химическому составу частиц АКЛ и механизм их генерации приведены в работе [39].

Межпланетные космические лучи. Последняя компонента космических лучей формируется в межпланетном пространстве в результате ускорения частиц вблизи крупномасштабных структур в солнечном ветре, например, на фронтах межпланетных ударных волн [41, 61] и в межпланетных магнитных ловушках, образованных каскадом сближающихся ударных волн [52, 62]. К событиям, связанным с ускорением и доускорением космических лучей кас-

кадом межпланетных ударных волн до энергий порядка миллиарда электронвольт, можно отнести известные события: 17.07.1956, 12.11.1960, 04.08.1972, 07.08.1972 и др. Потоки таких заряженных частиц справедливо было бы называть по их происхождению – **межпланетные космические лучи (МКЛ)**.

В частности, источниками ионизирующих излучений в Солнечной системе могут быть любые области пространства, в которых существует продольный [58] или поперечный [9] градиент скорости течения плазмы. Во всех этих случаях исходной энергией для ускорения частиц является кинетическая энергия плазмы солнечного ветра и энергия магнитного поля Солнца. Например солнечный ветер, взаимодействуя с магнитосферой Юпитера, тормозится, и часть его кинетической энергии преобразуется в энергию быстрых частиц. Отметим, что Юпитер – планета, которая немного не дотянула до статуса звезды. Эта планета является самым мощным источником релятивистских электронов в Солнечной системе. Потоки электронов, ускоренных на границе магнитосферы Юпитера, наблюдаются во всей Солнечной системе, и в том числе в магнитосфере Земли [15, 38].

«Модель космоса» – книга для космофизиков. Важную роль в систематизации и обобщении результатов научных исследований по космофизике играет периодический выпуск сотрудниками НИИЯФ МГУ серии книг под названием «Модель космоса». Публикация новых изданий книг «Модель космоса» для инженеров и научных сотрудников, занимающихся космическими исследованиями, всегда было важным событием, поскольку в них подводился итог за прошедшие годы широкого спектра научных работ, связанных с изучением физических условий в космосе и влияния космической среды на функционирование КА. Последнее, восьмое издание книг «Модель космоса», вышло в 2007 г. под редакцией профессора М.И. Панасюка [63] и профессора Л.С. Новикова [64]. В данной главе мы часто будем ссылаться на результаты научных исследований, опубликованные в этих книгах.

3. Межпланетная среда – источник ионизирующих излучений

Межпланетная среда. Все планеты Солнечной системы находятся внутри магнитосферы Солнца (гелиомагнитосферы), т. е. в области, занятой магнитным полем Солнца, напряженность которого на орбите Земли составляет величину в среднем около 5γ ($1\gamma = 10^{-5}$ Гс $= 10^{-9}$ Тл), в то время как магнитное поле на полюсе Солнца составляет величину от 1 до 2 Гс. Заметим, что локально, в области солнечных пятен, магнитное поле может достигать величины в несколько тысяч гаусс.

Межпланетная среда представляет собой плазму солнечного ветра с крупномасштабным **межпланетным магнитным полем (ММП)**, имеющим спиральную структуру. Из-за высокой проводимости плазма перемещается вместе с магнитным полем. Крупномасштабное магнитное поле делает возможным существование в межпланетной среде магнитозвуковых и альфвеновских волн, влияющих на динамику межпланетной среды и космических лучей.

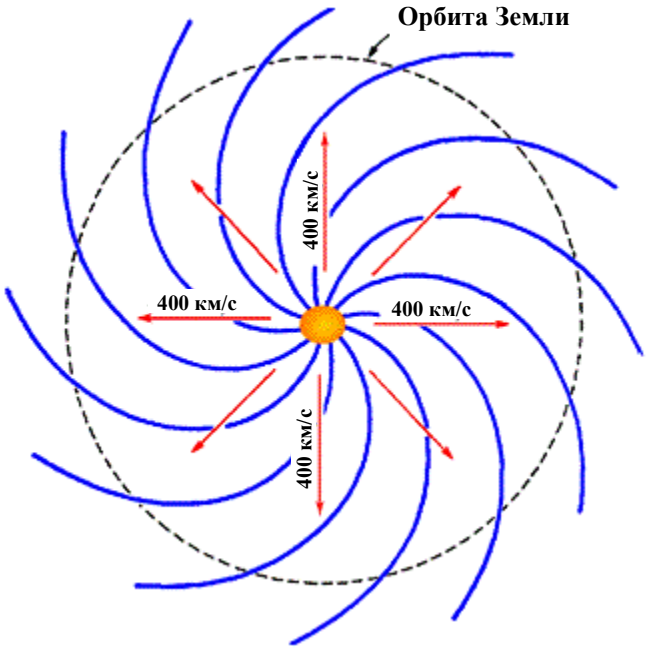


Рис. 3. Силовые линии спокойного межпланетного магнитного поля, возникающего в результате вытягивания силовых линий общего магнитного поля Солнца идеализированным спокойным солнечным ветром, распространяющимся радиально от Солнца со средней скоростью около 400 км/с

На рис. 3 показана упрощенная модель силовых линий межпланетного магнитного поля в плоскости солнечного экватора при идеально спокойном солнечном ветре. Идеально спокойный солнечный ветер – это абстракция, реально он всегда возмущен в той или другой степени.

Наблюдаемый диапазон изменения скоростей плазмы солнечного ветра на орбите Земли от 250 км/с при низкой солнечной активности и до нескольких тысяч километров в секунду при высокой солнечной активности. Солнечный ветер представляет собой поток плазмы, двигающейся почти радиально (см. рис. 3) от Солнца со скоростью, превышающей скорость звука и альфвеновскую скорость в несколько раз. Причиной существования солнечного ветра является отсутствие вблизи поверхности Солнца термодинамического и механического равновесия плазмы из-за ее перегрева.

Динамика солнечного ветра зависит от температуры солнечной короны. Для описания движения плазмы солнечного ветра в межпланетном пространстве можно использовать одно из основных уравнений магнитной гидродинамики – уравнение индукции [65]:

$$\frac{\partial H}{\partial t} = rot\left[\mathbf{u}H\right] + \eta\nabla^2 H,$$

где **u** – вектор скорости движения вещества; $\eta = (4\pi\mu\sigma)^{-1}$ – коэффициент диффузии магнитного поля в среде, он определяет как быстро магнитное поле просачивается через вещество от точки к точке; μ – магнитная проницаемость ($\mu = 1$ поскольку среда не намагничена); σ – электропроводность среды. В межпланетной среде из-за высокой электропроводности плазмы ($(1/\sigma) \sim 0$) можно считать, что $\eta \sim 0$, и представить исходное уравнение в виде:

$$\frac{\partial H}{\partial t} = rot\left[\mathbf{u}H\right].$$

Это уравнение тождественно уравнению для вихря скорости в гидродинамике невязкой жидкости и означает, что линии вихря движутся вместе с жидкостью. В магнитной гидродинамике это уравнение описывает изменение магнитного поля так, как будто магнитные силовые линии поля жестко связаны веществом. По терминологии Альфвена магнитное поле как бы «вморожено» в плазму солнечного ветра. Движение плазмы вдоль силовых линий магнитного поля не оказывает на него никакого действия, но движение плазмы поперек силовых линий поля увлекает его за собой и перемещается вместе с ним как одно целое. Знание проводимости межпланетной среды необходимо для анализа взаимодействия плазмы и ММП, но обратим внимание на то, что в космической магнитной гидродинамике из-за гигантских размеров проводников также важнейшую роль играет и индуктивность.

Некоторые усредненные количественные характеристики потока плазмы солнечного ветра и ММП на орбите Земли [66, 67]:

– плотность частиц плазмы одного знака $n \approx 7$ см^3;
– средняя направленная скорость плазмы $\mathbf{u} \approx 400$ км/с;
– поток массы $J_M \approx 5{,}8\ 10^{-16}$ г·см$^{-2}$·с$^{-1}$;
– поток кинетической энергии $J_{EK} \approx 0{,}6$ эрг·см$^{-2}$· с$^{-1}$;
– поток тепловой энергии $J_{ET} \approx 0{,}02$ эрг·см$^{-2}$·с$^{-1}$;
– поток магнитной энергии $J_{EM} \approx 0{,}01$ эрг·см$^{-2}$·с$^{-1}$;
– температура протонов плазмы $T_p \approx 9\ 10^4$ К;
– температура электронов плазмы $T_e \approx 1{,}5\ 10^5$ К;
– поток частиц солнечного ветра $n\mathbf{u} \approx 2{,}8\ 10^8$ см$^{-2}$·с$^{-1}$;
– плотность энергии протонов $nm_p\mathbf{u}^2/2 \approx 0{,}94 \cdot 10^{-8}$ эрг·см$^{-3}$;
– плотность тепловой энергии $3nkT_p/2 \approx 1{,}3 \cdot 10^{-10}$ эрг·см$^{-3}$;
– альфвеновская скорость $V_A = (B^2/4\pi nm_p)^{1/2} \approx$ 41 км/с;
– скорость звука $Vз = ((C_p/C_v)kT/m)^{1/2} \approx 60$ км/с;
– давление протонов $P_P = nk(T_p) \approx 0{,}87\ 10^{-10}$ дин/см^2 = 8,7 пикопаскалей (пПа);
– давление плазмы $P = nk(T_p + T_e) \approx 2{,}5\ 10^{-10}$ дин/см^2 = 25 пПа;
– напряженность межпланетного магнитного поля $B \approx 5\ 10^{-5}$ Гс = $5\ 10^{-9}$ тесла (Т);
– магнитное давление $P_M = B^2/8\pi \approx 9{,}95$ пПа;
– отношение давления протонов к магнитному давлению $\beta_p = 8\pi nkT_p / B^2 \approx 0{,}87$;
– электронная плазменная частота $\omega_0 = (4\pi ne^2 / m_e)^{1/2} \approx 1{,}5\ 10^5$ с$^{-1}$;
– циклотронная частота электронов $\omega_{ce} = (eB/m_ec) \approx 0{,}9\ 10^3$ с$^{-1}$;

– циклотронная частота протонов $\omega_{cp} = (eB / m_p c) \approx 0{,}5$ с$^{-1}$;
– верхняя гибридная частота $\omega_{h1} = (\omega_0^2 + \omega_{ce}^2)^{1/2} \approx 1{,}5\ 10^5$ с$^{-1}$;
– нижняя гибридная частота $\omega_{h2} = (\omega_{cp}\omega_{ce})^{1/2} \approx 21$ с$^{-1}$;
– тепловая скорость электронов $V_e = (2kT_e/m_e)^{1/2} \approx 2{,}1\ 10^8$ см/с;
– тепловая скорость протонов $V_p = (2kT_p/m_p)^{1/2} \approx 3{,}9 \cdot 10^6$ см/с;
– ларморовский радиус электронов $r_e = V_e / \omega_{ce} \approx 2{,}3\ 10^5$ см;
– ларморовский радиус протонов $r_p = V_p / \omega_{cp} \approx 8 \cdot 10^6$ см;
– дебаевский радиус $r_d = (kT_e/4\pi ne^2)^{1/2} \approx 10^3$ см, где $k = 1{,}38\ 10^{-16}$ эрг/К – постоянная Больцмана.

Магнитогидродинамические волны в солнечном ветре. Поскольку проводимость плазмы солнечного ветра достаточно велика, то можно считать ММП «вмороженным» в плазму. Если возникнет возмущение в плазме солнечного ветра, например, некоторый первоначальный объем плазмы сместится поперек силовых линий поля, то он потянет за собой и «вмороженное» в этот объем магнитное поле. Изменение конфигурации магнитного поля приведет к возникновению системы индукционных токов, которая взаимодействуя с существующим магнитным полем, передаст начальное движение плазмы соседним участкам. Объем плазмы, который начал движение первым, остановится, но придут в движение соседние участки плазмы. Таким образом, возникнет волна, которая будет распространяться вдоль силовой линии магнитного поля.

К этому выводу можно прийти, исходя из других рассуждений. Силовые линии магнитного поля можно рассматривать как некие натянутые струны, где максвелловы натяжения силовых линий поля заменят упругость среды, а масса плазмы, «намороженная» на силовую линию, придаст инерцию силовой линии магнитного поля. Таким образом, мы получаем почти полный аналог обычной струны.

Следовательно, аналогично с теорией колебания натянутой струны, можно ожидать, что при воздействии на силовую линию поля возникнет поперечная (альфвеновская) волна, распространяющаяся вдоль поля со скоростью $V_A = (B^2/4\pi\rho)^{1/2}$, где $\rho = nm_p$.

Такие возмущения магнитного поля, представляющие собой поперечные колебания силовых линий поля, распространяющиеся вдоль магнитного поля, относятся к типу **магнитогидродинамических (МГД)** волн. К волнам МГД, кроме альфвеновских волн, относятся также магнитозвуковые и звуковые волны в плазме с магнитным полем.

Магнитозвуковая волна отличается от альфвеновской волны тем, что является продольной волной (в гидродинамическом смысле) и распространяется поперек магнитного поля. Звуковая волна, также как магнитозвуковая волна, является продольной волной, но распространяется вдоль магнитного поля. Заметим, что альфвеновские волны в отличие от магнитозвуковых волн не связаны с изменением плотности среды и представляют собой частный случай низкочастотной электромагнитной волны, распространяющейся в магнитном поле.

Возникновение волн в плазме с магнитным полем обычно связывают с различными типами неустойчивости. Если существует хотя бы один тип малых возмущений, которые раз возникнув усиливаются, то плазма относительно такого типа возмущения считается неустойчивой. Например, кинетическая неустойчивость плазмы, в результате которой изменяется функция распределения скоростей частиц плазмы. При наличии электрического поля небольшая часть электронов (наиболее быстрых, для которых длина свободного пробега достаточно велика) будут приобретать энергию большую, чем они теряют из-за сопротивления. В результате этого электроны будут ускоряться до тех пор, пока не выйдут из области ускорения или пока не начнут действовать другие более эффективные механизмы торможения. Другим видом кинетической неустойчивости является пучковая неустойчивость, возникающая при движении пучка быстрых частиц плазмы. Заряженные частицы (электроны), движущиеся в плазме со скоростями больше скорости теплового движения частиц плазмы, возбуждают продольные плазменные волны. Если таких частиц много и они хаотически распределены в плазме, то волны, излучаемые отдельными частицами, не когерентны и их энергии излучения просто складываются. Такой тип излучения называется тепловым. Нетепловой тип генерации волн возникает тогда, когда функция распределения скоростей частиц плазмы отличается от максвелловой, например, если имеется пучок быстрых заряженных частиц и средняя скорость пучка частиц много больше дисперсии скоростей в плазме и в пучке.

Турбулентность плазмы солнечного ветра. Наличие магнитного поля в межпланетной среде оказывает некоторое стабилизирующее действие и тормозит развитие возмущений, тем самым увеличивая устойчивость движения плазмы солнечного ветра. Действительно, всякое хаотическое движение плазмы, приводящее к искривлению и запутыванию силовых линий магнитного поля, будет встречать противодействие со стороны поля из-за упругости силовых линий. И это противодействие будет тем больше, чем больше энергия магнитного поля по сравнению с кинетической энергией движения плазмы. Обычно хаотическое движение плазмы охватывает целый спектр пространственных масштабов. Такое движение называется турбулентным. Для турбулентности характерно движение энергии от больших пространственных масштабов к меньшим масштабам. Самые мелкие пульсации плазмы затухают из-за вязкости. Таким образом, первоначальная энергия возмущения, каких бы больших масштабов она не была, в конечном итоге переходит в тепло.

Межпланетное магнитное поле увеличивает устойчивость движения плазмы солнечного ветра и тем самым препятствует возникновению турбулентности и затрудняет перенос энергии в уже существующей турбулентности от движения больших масштабов к движению меньших масштабов. Так как этот перенос энергии всегда осуществляется за счет неустойчивости, магнитное поле препятствует развитию неустойчивости, а энергия магнитного поля в межпланетной среде в основном меньше кинетической энергии плазмы, то межпланетное магнитное поле способно лишь несколько замедлить процесс

развития неустойчивости и тем самым лишь немного замедлить процесс диссипации энергии крупномасштабных движений в солнечном ветре.

Магнитогидродинамические разрывы в солнечном ветре. При движении плазмы могут возникать разрывы непрерывности в термодинамических параметрах и в параметрах движения. Разрыв разделяет две среды с различными параметрами. В обычной газодинамике (в отсутствии магнитного поля) все виды разрывов можно свести к двум группам, не связанным между собой: тангенциальные разрывы и ударные волны. Тангенциальные разрывы в отсутствии магнитного поля являются неустойчивыми и характеризуются тем, что через них не проходит поток вещества, они движутся вместе со средой. В тангенциальных разрывах передается только касательная составляющая импульса от одной среды к другой. В ударных волнах всегда есть поток вещества через разрыв, и по этой причине они всегда движутся относительно среды. В ударных волнах передается только нормальная составляющая импульса по отношению к плоскости разрыва. По этой причине не возможен переход ударных волн в тангенциальные разрывы и наоборот.

В межпланетной среде из-за существования ММП, кроме тангенциальных разрывов и перпендикулярных ударных волн, может существовать новый тип крупномасштабного возмущения состояния среды – это наклонные ударные волны. Перпендикулярные ударные волны – это ударные волны, у которых плоскость фронта волны параллельна ММП или, что то же самое, нормаль к фронту волны перпендикулярна ММП. Наклонные ударные волны — это ударные волны, распространяющиеся под некоторым углом к ММП, таким, что их нельзя считать ни продольными, ни поперечными. В отличие от тангенциальных разрывов и перпендикулярных ударных волн в наклонных ударных волнах из-за глобального магнитного поля имеет место одновременная передача как нормальной, так и тангенциальной составляющей импульса от одной среды к другой. Наклонная ударная волна ведет себя одновременно как тангенциальный разрыв и как обычная ударная волна.

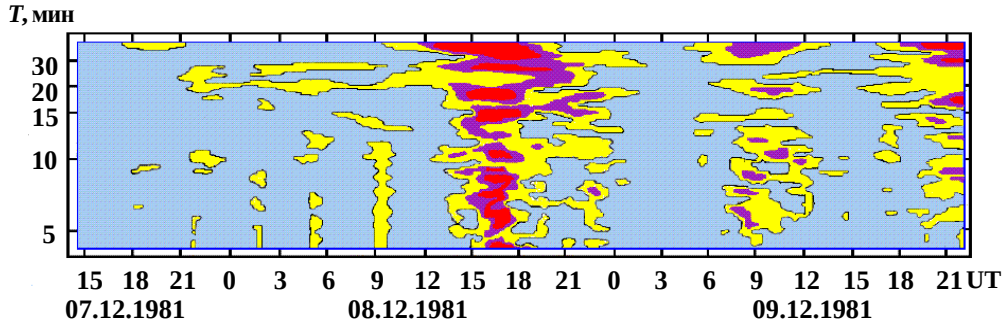
Ударные волны в межпланетной среде. Наиболее мощными источниками возмущений солнечного ветра являются высокоскоростные потоки, вытекающие из активных областей и корональных дыр на Солнце [68], а также хромосферные вспышки, приводящие к выбросу в межпланетную среду ускоренной плазмы и генерации ударных волн [54, 56]. Вблизи орбиты Земли наблюдаются оба источника магнитогидродинамических возмущений солнечного ветра.

Используя терминологию Е.Н. Паркера [55], можно сказать, что межпланетная ударная волна подобно метле выметает из солнечной системы газы, истекающие из планет и комет, мелкие частицы метеорной пыли и даже частицы галактических космических лучей [69, 70]. Межпланетные ударные волны оказывают влияние на динамику внешних областей радиационных поясов Земли, вызывают геомагнитные бури и полярные сияния, порождают процессы ускорения частиц в межпланетной среде и магнитосферах планет. Скорости межпланетных ударных волн за период наблюдения с 1947 по 2009 гг. в основном находились в диапазоне от 400 до 600 км/с. Но были события, такие

как 04.08.1972, когда скорость ударной волны достигала рекордной величины и была более 1500 км/с [62].

В событии 04.08.1972 наблюдалась система из двух ударных волн. Первая ударная волна двигалась со скоростью 600 км/с, вторая ударная волна, догоняя первую, двигалась со скоростью более 1500 км/с. Система сближающихся ударных волн образовала в межпланетном пространстве магнитную ловушку. Возникшая в межпланетном пространстве магнитная ловушка содержала высокоэнергичную плазму и частицы, ускоренные еще в солнечной вспышке. В результате сближения ударных волн произошло сжатие плазмы в магнитной ловушке и ускорение (или доускорение) в ней частиц до энергий порядка миллиарда электрон-вольт. Доза радиации от потоков этих заряженных частиц внутри КА «Прогноз» [52, 71] за период с 4 по 12 августа 1972 г. составила величину около 123 рад, а снаружи КА – около 1000 рад. Как правило, взаимодействие ударной волны с магнитосферой Земли сопровождается мощными геомагнитными бурями и усилением процессов ускорения заряженных частиц и процессов сброса частиц из радиационных поясов Земли в ионосферу. При этом воздействие потоков высокоэнергичных частиц космических лучей на верхнюю атмосферу способно изменить состояние атмосферы Земли [72, 73].

Межпланетное магнитное поле практически всегда находится в состоянии возмущения, особенно вблизи ударных волн [15, 74, 75]. В периоды высокой возмущенности межпланетного магнитного поля вариации космических лучей наблюдались даже по данным наземных станций [76]. Детальное исследование магнитной турбулентности вблизи межпланетных ударных волн впервые было выполнено по данным **автоматических межпланетных станций (АМС)** «Венера-13» и «Венера-14» [77 – 80]. В результате этих исследований было установлено, что магнитное поле спокойного солнечного ветра структурировано с характерным масштабом около 0,04 а. е. (на рис. 4 это около 4 ч). Для оценки этого среднего пространственного масштаба неоднородности ММП использовались данные двух АМС «Венера», полученные за период около 300 ч.



Результаты динамического анализа спектра турбулентности поперечной компоненты ММП по данным АМС «Венера-13» в период с 7 по 9 декабря 1981 г.

Рис. 4. Фронт межпланетной ударной волны наблюдался на АМС «Венера-13» 08.12.1981 в 13 ч 42 мин [75]

Наблюдаемые квазипериодические изменения мощности флуктуаций ММП связаны с коротирующими (вращающимися вместе с Солнцем) стационарными магнитогидродинамическими разрывами, разделяющими отдельные силовые трубки ММП. Таким образом, оказалось, что неоднородности в межпланетной среде расположены не равномерно, а группируются вблизи «стенок» (стационарных МГД разрывов), вытянутых по спирали от Солнца на периферию и участвующих в коротации.

В системе отсчета квазиперпендикулярных (почти перпендикулярных) 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 некоторой части заряженных частиц, захваченных между очередной «стеночкой» и фронтом волны (см. работу Г.Ф. Крымский [58] и Е.Г. Бережко и др. [41]). Для выявления динамики низкочастотной МГД турбулентности вблизи фронта ударной волны в солнечном ветре использовались данные прямых измерений ММП на АМС «Венера-13».

Спектрально-временной анализ (СВАН) и его применение для оценки плотности спектра мощности флуктуаций ММП вблизи фронтов межпланетных ударных волн. Программное обеспечение для СВАН, описание которого дано в работе [15], успешно применялось для исследования динамики флуктуаций магнитного поля вблизи межпланетных ударных волн. Суть метода СВАН состоит в том, что из исходного временного ряда данных с помощью преобразования Фурье получают его спектральное представление. Полученный спектр фильтруют (в частотной области) набором узкополосных цифровых фильтров гауссовой формы. В нашей программной реализации количество фильтров $N = 60$. Все N спектров, полученные после фильтрации с помощью обратного преобразования Фурье, преобразовывались в N временных рядов. Каждый временной ряд N_i содержал колебания на частоте F_i, соответствующий частоте пропускания N_i фильтра. Далее с помощью преобразования Гильберта для каждого из N_i временного ряда получали N_i огибающие амплитуд колебаний. Огибающие амплитуд временных рядов позволяли определить, как меняется динамика амплитуд вариаций на разных частотах со временем.

Амплитуды вариаций возводились в квадрат и делились на соответствующие им полосы частот, таким образом производилась оценка изменения во времени плотности спектра мощности флуктуаций. Пример использования СВАН для определения изменений со временем плотности спектра мощности флуктуаций ММП на разных частотах, вблизи фронта межпланетной ударной волны, показан на рис. 4 [75]. Для удобства вместо частот по вертикальной шкале отложены им соответствующие периоды вариаций.

Усиление МГД турбулентности перед фронтами ударных волн. Известно из газодинамики, что ударные волны могут модифицировать среду перед фронтом волны. Действительно часть энергии, которая расходуется на сжатие среды в области ударного слоя волны, идет на ионизацию газа в этом слое. При этом область сжатого газа ударной волны излучает как черное тело.

Вычислив температуру в области ударного слоя волны и используя формулу Стефана – Больцмана, можно оценить поток электромагнитного излучения перед фронтом волны. Сильная газодинамическая ударная волна способна своим электромагнитным излучением прогревать (модифицировать) среду перед ударным фронтом и двигаться по среде с уже измененными свойствами.

Ударные волны, генерирующие электромагнитное излучение в космических условиях, могут наблюдаться, например, при мощных солнечных вспышках и при вспышках сверхновых. Но из-за наличия магнитного поля в межзвездном и в межпланетном пространстве наиболее важную роль в диссипации энергии ударных волн и в модификации среды перед фронтами ударных волн играет не электромагнитное излучение, а потоки заряженных частиц космических лучей, ускоренных на фронтах этих волн [41].

На рис. 4 видно, что максимальная мощность флуктуаций ММП наблюдается в области сжатого солнечного ветра в ударном слое межпланетной ударной волны (красный цвет), где мощность флуктуаций ММП примерно в 100 раз превосходит мощность флуктуаций в спокойном солнечном ветре (синий цвет). Спектральная плотность мощности флуктуаций в ударном слое в области сжатой плазмы солнечного ветра на частоте 10^{-3} Гц достигала величины $10^4\,\gamma^2$/Гц. За ударным слоем в области разряженной плазмы наблюдается резкое падение мощности флуктуаций ММП до уровня спокойного солнечного ветра. В спокойном солнечном ветре на тех же частотах мощность флуктуаций ММП имела величины порядка $10^2\,\gamma^2$/Гц. Перед фронтом ударной волны хорошо видна структура (см. рис. 4), представляющая собой периодическое усиление мощности флуктуаций ММП. Эти периодические усиления мощности флуктуаций ММП совпадают с МГД разрывами, разделяющими отдельные силовые трубки ММП. При приближении к фронту ударной волны степень возмущенности магнитного поля в этих структурах возрастает. Между фронтом ударной волны и постоянно натекающими на фронт ударной волны магнитными неоднородностями с повышенным уровнем флуктуаций ММП создаются условия для захвата и регулярного ускорения заряженных частиц [58]. Ускорение заряженных частиц происходит за счет кинетической энергии фронта ударной волны. Часть энергии, полученной от фронта ударной волны, быстрые заряженные частицы расходуют на модификацию среды в области перед ударным фронтом, конкретно на усиление мощности флуктуаций ММП в диапазоне альфвеновских частот. Передача кинетической энергии от такой крупномасштабной структуры в солнечном ветре, как межпланетная ударная волна, к среде перед фронтом ударной волны, происходит через быстрые заряженные частицы космических лучей. Итак, по современным представлениям, повышенная мощность флуктуаций ММП в диапазоне альфвеновских частот перед фронтом межпланетной ударной волны связана с повышенным потоком космических лучей перед фронтом ударной волны [41].

Событие 08.12.1981 не является исключением, и разумно предположить, что усиление турбулентности магнитного поля в диапазоне частот альфвеновских волн от 10^{-2} до 10^{-3} Гц перед фронтом ударной волны (см. рис. 4) вызвано повышенным потоком частиц космических лучей.

Изменение состояния среды за фронтом ударной волны. Поскольку характерные размеры крупномасштабных возмущений в плазме солнечного ветра много больше длины свободного пробега частиц плазмы, то солнечный ветер можно считать сплошной средой, и к нему применим математический аппарат, разработанный для физики сплошных сред [56, 81]. Электропроводимость солнечного ветра близка к проводимости металлов. Эта электропроводящая среда движется в межпланетном магнитном поле, плотность энергии которого может быть сравнима с плотностью энергии плазмы солнечного ветра. Следовательно, для строгих математических расчетов необходимо использовать уравнения магнитной гидродинамики [82]. Важным параметром сплошной среды является скорость звука $u_{зв}$ равная корню квадратному из произведения показателя адиабаты $\gamma = 5/3$ на отношение давления P к плотности газа ρ. Звуковая волна – это возмущение малой амплитуды, распространяющаяся в сплошной среде, ударная волна – это возмущение большой амплитуды, распространяющаяся в сплошной среде, и то и другое являются возмущением среды, но свойства их различны. Межпланетная ударная волна – это крупномасштабное возмущение, состоящее как бы из двух волн: передний фронт перед ударным слоем представляет волну сжатия, за ударным слоем располагается волна разряжения. Волна сжатия движется со скоростью больше скорости звука в спокойном солнечном ветре и меньше скорости звука в ударном слое. Волна разряжения движется со скоростью равной или меньше скорости звука в спокойном солнечном ветре. Поскольку волна сжатия плазмы всегда движется быстрее волны разряжения, то ударный слой, расположенный между ними, постоянно увеличивается. В нашем случае мы собираемся рассмотреть только поведение температуры в ударном слое. Для этого достаточно рассматривать плазму солнечного ветра как идеальный газ. Тогда справедливо утверждение, что произведение давления на объем равно произведению газовой постоянной на температуру: $pv = RT$ (уравнение состояния идеального газа для одного моля газа). Соответственно средняя энергия одной молекулы газа будет равна $<E> = (i/2)kT = (i/2)RT/N$, где $k = R/N$ постоянная Больцмана; N – число частиц в одном моле газа; i – сумма поступательных, вращательных и удвоенного числа колебательных степеней свободы ($i = n_{пост} + n_{вращ} + 2n_{колеб}$). В нашем случае для одноатомного газа $i = n_{пост} = 3$. Представим уравнение идеального газа в виде $pv = (2/i)N < E > = (2/i)U$, где U – внутренняя энергия газа. Для удобства введем новую переменную, равную отношению теплоемкости газа при постоянном давлении к теплоемкости при постоянном объеме $\gamma = C_p / C_v = (i + 2)/i$, поскольку известно, что $C_p = ((i + 2)/2)R$ и $C_v = (i/2)R$, то $pv = (\gamma - 1)U$. В этом случае отсутствует какой-либо теплообмен, и вся затраченная работа по сжатию плазмы в ударном слое переходит во внутреннюю энергию плазмы, поэтому можем записать $pdv = -dU$. За ударным слоем межпланетной ударной волны работа по расширению плазмы будет осуществляться за счет внутренней энергии плазмы. Заметим, что если $U = pv/(\gamma - 1)$, то $dU = (pdv + vdp)/(\gamma - 1)$. Тогда $pdv = -(pdv + vdp)/(\gamma - 1)$ или $\gamma pdv = -vdp$, или $\gamma(dv/v) + dp/p = 0$. Интегрируя, получим уравнение Пуассона для адиабатического процесса

pv^{γ} = const, где γ – показатель адиабаты. Иначе это уравнение можно записать Tv^{γ} = const или $T^{\gamma}p^{1-\gamma}$ = const. Из вышесказанного следует, что в ударном слое из-за сжатия плазмы будет наблюдаться резкое увеличение температуры. Процесс сжатия плазмы, ее нагрев в ударном слое и охлаждение за ударным слоем в волне разряжения необратим. В разряженной плазме за ударной волной температура ниже, чем в ударном слое, но выше, чем в спокойном солнечном ветре. Существенное отличие ударных волн от звуковых волн состоит в том, что ударные волны нагревают среду, по которой проходят.

Ускорения заряженных частиц на фронте ударной волны. Различные возможности статистического ускорения частиц вблизи фронтов **межпланетных ударных волн (МУВ)** были показаны многими исследователями, но наиболее эффективным является регулярный механизм ускорения Г.Ф. Крымского [58]. Рассмотрим идеализированную задачу об ускорении частиц ударной волной плоской геометрии, распространяющейся в среде, где существуют периодические структуры в магнитном поле («стеночки» на рис. 4) с повышенным уровнем мощности МГД турбулентности в диапазоне альфвеновских частот. Частицы космических лучей, двигаясь от фронта ударной волны «вверх по потоку», отражаются от этих магнитных неоднородностей и возвращаются обратно к фронту, при этом получая очередную порцию дополнительной энергии. Отражаясь от фронта ударной волны, частицы вновь уходят «вверх по потоку», и так происходит до тех пор, пока они не наберут достаточную энергию для «убегания» из области ускорения. Для частиц космических лучей периодические структуры, показанные на рис. 4, представляют собой полупрозрачные «зеркала», в то время как фронт ударной волны можно считать для космических лучей почти не прозрачным «зеркалом». В системе отсчета, расположенной на фронте ударной волны, эти полупрозрачные для частиц космических лучей «зеркала» непрерывно двигаются к фронту ударной волны.

Таким образом, перед фронтом ударной волны образуется область, в которой частицы космических лучей эффективно удерживаются, и ускоряются при каждом взаимодействии с магнитными неоднородностями, двигающимися по направлению к фронту ударной волны. Ускоренные частицы космических лучей усиливают турбулентность магнитного поля перед фронтом волны. Усиление магнитной турбулентности в диапазоне альфвеновских волн перед фронтом ударной волны неизбежно влечет за собой повышение эффективности ускорения космических лучей. Ускорение космических лучей и генерация альфвеновских волн перед фронтом межпланетной ударной волны – это два процесса, взаимно поддерживающих друг друга [41].

Экспериментальные данные о потоках частиц СКЛ в событии 07.12.1981 мы здесь не приводим (надеемся, что они будут обработаны и опубликованы), но имеются аналогичные данные по потокам частиц СКЛ 07.12.1982, опубликованные в работе [61], мы их и приведем в данной книге. Эти экспериментальные данные получены на АМС «Венера-13 » и «Венера-14». Протонная вспышка (1В/Х2) произошла в 23.36 UT 07.12.1982 на западном лимбе Солнца в области с координатами S19 W86. АМС «Венера-13» и «Венера-14» находились на расстоянии ≈0,8 а. е. от Солнца, на 47° западнее линии

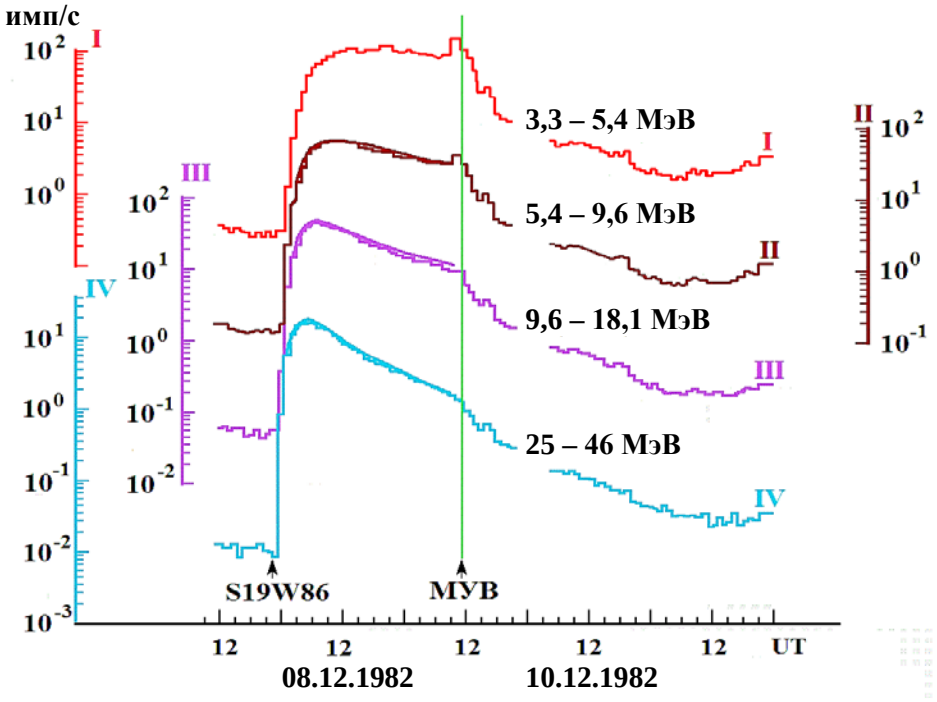


Рис. 5. Потоки частиц СКЛ от солнечной вспышки 07.12.1982, зарегистрированные на АМС «Венера-13» [61]

Солнца – Земля. На рис. 5 приведен временной профиль интенсивности потоков СКЛ от вспышки по данным АМС «Венера-13». Временной профиль интенсивности частиц СКЛ до прихода МУВ обусловлен их диффузионным распространением в невозмущенном солнечном ветре, преимущественно вдоль ММП. После 06.00 UT 09.12.1985 профиль интенсивности потока СКЛ существенно изменился.

Фронт ударной волны от вспышки (1B/X2) 07.12.1982 был зарегистрирован 11.00 UT 09.12.1982 по увеличению напряженности ММП и характеризовался изменением всех трех его компонент по данным АМС «Венера-14» и резким спадом интенсивности потоков СКЛ по данным обоих АМС. Перед фронтом ударной волны наблюдается увеличение интенсивности потока СКЛ, которое указывает на ускорение заряженных частиц перед фронтом.

4. Магнитосфера Земли – ловушка для заряженных частиц и низкочастотных электромагнитных волн

Магнитосфера Земли – это область пространства кометообразной формы, занятая магнитным полем Земли [83]. Кометообразная форма образовалась как следствие взаимодействия магнитного поля Земли со сверхзвуковым потоком плазмы солнечного ветра, который «сдувает» часть магнитно-силовых линий геомагнитного поля в хвост магнитосферы.

На рис. 6 схематично показан фрагмент магнитосферы Земли (кометообразной области, занятой магнитным полем Земли) и система токов, поддерживающих ее конфигурацию. На разрезе фиолетовым и зеленым цветом показано расположение внешнего и внутреннего РПЗ. Расположение внутреннего РПЗ совпадает с расположением плазмосферы. Плазмосфера – область, заполненная плотной ($n = 10^2 – 10^3$ см$^{-3}$), холодной плазмой ($T \approx 1$ эВ) ионосферного происхождения, вращающейся вместе с Землей [84].

На рис. 6 плазмопауза – это граница, разделяющая внутренний и внешний РПЗ, а именно резкая граница между плотной, холодной плазмой внутри плазмосферы и разряженной горячей плазмой за ее пределами. Вблизи внешней границы плазмосферы (вблизи плазмопаузы) температура плазмы возрастает до нескольких десятков эВ.

Высокие уровни космической радиации существенно ограничивают возможность пребывания в космосе биологических объектов и сокращают перечень материалов и электронных компонент, которые могут использоваться в космической индустрии. С целью прогнозирования всплесков радиационно опасных потоков ионизирующих излучений, возникла необходимость изучения динамики этих потоков в магнитном поле Земли и зависимости этой динамики от геомагнитной и солнечной активности.

Еще до начала космической эры (до 04.10.1957) в 1913 г. норвежским геофизиком К.У. Биркеландом была предпринята попытка создать теорию, описывающую движения заряженной частицы (электрона) в магнитном поле Земли. Затем эта задача, в более общем виде, была решена другим норвежским

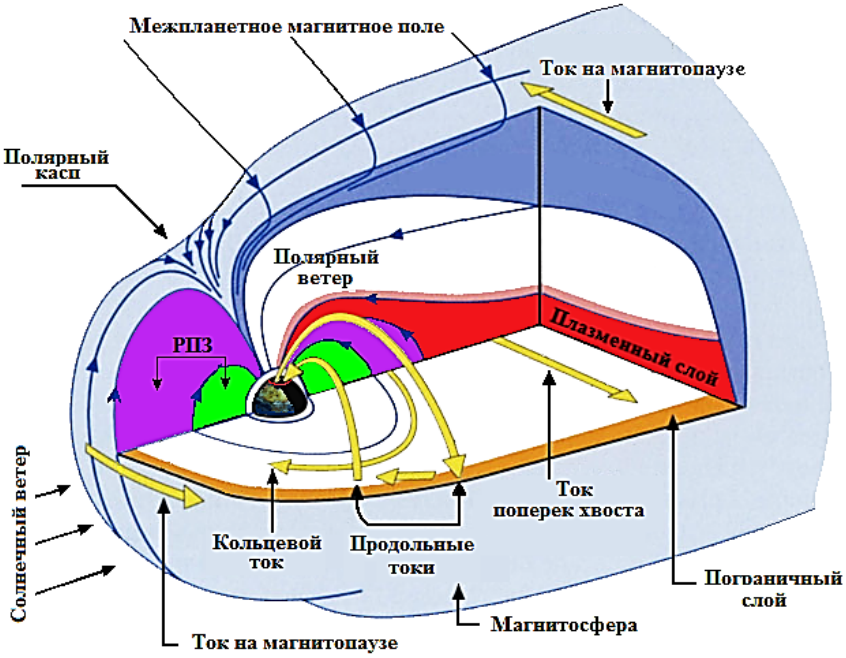


Рис. 6. Магнитосфера Земли и ее основные структурные элементы

геофизиком К.Ф. Штермером (1955 г.). В настоящее время описание движения энергичных заряженных частиц в магнитном поле Земли можно найти в монографиях [85 – 91] и в сборниках статей под редакцией профессора В.П. Шабанского [92], Д. Вильямса и Дж. Мида и др. [93], А. Эгеланда и др. [94].

Движение заряженных частиц в магнитном поле Земли. РПЗ – это область магнитного поля внутри магнитосферы, представляющая собой магнитную ловушку для заряженных частиц и низкочастотных электромагнитных волн. РПЗ условно разделен на два: внутренний и внешний. Формирование зазора между внутренним и внешним РПЗ в электронной компоненте радиационных поясов обусловлено усилением питч-угловой диффузии электронов в конус потерь вблизи внешней границы плазмосферы [95]. Заметим, что протонно-ядерная компонента РПЗ не имеет особенностей на границе раздела двух поясов.

Энергичные частицы, населяющие РПЗ, в основном являются продуктом взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой Земли. Внутренний пояс располагается внутри плазмосферы в плоскости геомагнитного экватора на высоте от 1000 км над поверхностью Земли и примерно до 13 000 км с максимумом потока протонов (E > 100 МэВ) порядка 10 000 частиц/(см$^2 \cdot$с.) на высоте 3500 км. Выше 13 000 км и примерно до 65 000 км располагается внешний радиационный пояс Земли с максимумом электронов (E > 40 кэВ) порядка 500 000 000 частиц/(см$^2 \cdot$с) на высоте около 16 500 км. Все эти цифры приблизительны и даны для ориентира. На рис. 7 схематично показано расположение внутреннего и внешнего РПЗ относительно Земли и расположение аврорального овала. Размеры радиационных поясов на рис. 7 сильно уменьшены по сравнению с размерами изображения Земли. Реально в плоскости геомагнитного экватора расстояние от центра Земли до внешней границы внешнего РПЗ составляет около 10 радиусов Земли. Частицы в геомагнитной ловушке (в РПЗ) под действием силы Лоренца совершают вращательное движение вокруг силовой линии магнитного поля. Такое движение частиц называют циклотронным вращением, а частоту вращения и период – циклотронной частотой и циклотронным периодом. Согласно

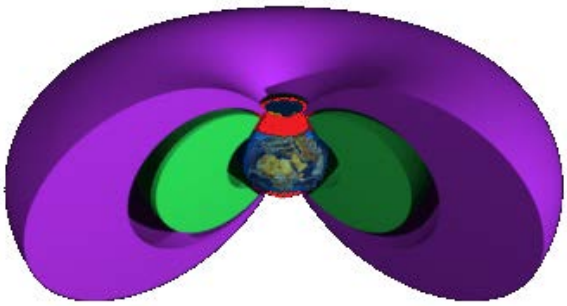


Рис. 7. Изображение внутреннего (зеленый цвет), внешнего (лиловый цвет) радиационного пояса Земли и области аврорального овала (красный цвет), где наблюдаются наиболее интенсивные и частые высыпания заряженных частиц из РПЗ в ионосферу

принципу устойчивости (принципу Ле Шателье), заряженные частицы в магнитном поле будут двигаться так, чтобы создаваемые ими токи порождали магнитные поля, ослабляющие внешнее магнитное поле. По этой причине магнитное поле, созданное током циклотронного вращения электронов и протонов, всегда направлено против внешнего магнитного поля. Поскольку у электронов и протонов разные знаки электрических зарядов, вращаются они вокруг силовых линий магнитного поля в разных направлениях.

Важной характеристикой частиц, захваченных в геомагнитной ловушке, является их питч-угловое распределение. Питч-угол частицы – это угол между вектором скорости частицы и силовой линией магнитного поля, вокруг которой частица совершает циклотронное вращение. Если частица находится на геомагнитном экваторе и ее питч-угол равен 90°, то она совершает только циклотронное вращение вокруг силовой линии, вдоль силовой линии поля не перемещается. Если питч-угол равен нулю, то частица не совершает циклотронного движения, а движется вдоль силовой линии и беспрепятственно выходит за пределы магнитной ловушки. Если на экваторе питч-угол больше нуля и меньше 90°, то частица совершает циклотронное вращение и перемещение вдоль силовой линии. В высоких широтах, где наблюдается сгущение силовых линий магнитного поля, частица отражается и возвращается обратно к экватору. Точка, где отражается частица, называется зеркальной точкой для данной частицы. При движении частицы от экватора к полюсу ее питч-угол увеличивается и в точке отражения (в зеркальной точке) достигает 90°. При одной и той же энергии частиц их зеркальные точки могут располагаться на разной высоте над Землей. У частиц, имеющих большие питч-углы на геомагнитном экваторе, зеркальные точки (точки отражения) располагаются высоко над Землей, а у частиц, имеющих малые экваториальные питч-углы, зеркальные точки располагаются низко над Землей.

Второй тип движения, который совершает частица в магнитной ловушке – это колебательное движение вдоль силовой линии между зеркальными точками, расположенными в северном и южном полушарии. Такой тип колебания называют баунс-колебанием, а частоту и период – баунс-частотой и баунс-периодом. Третий тип движения – это дрейф частиц вокруг Земли из-за наличия радиального градиента напряженности магнитного поля. В геомагнитном поле электроны дрейфуют на восток, протоны дрейфуют на запад (рис. 8). Этим трем периодическим движениям в магнитном поле соответствуют три адиабатических инварианта. Первый инвариант – магнитный момент частицы, возникший в результате циклотронного вращения. Второй инвариант – интеграл по длине силовой линии между зеркальными точками от проекции импульса частицы на магнитную силовую линию. Третий инвариант – магнитный поток через площадь, ограниченную дрейфовой орбитой частицы при ее движении вокруг Земли. В отличие от таких инвариантов, как энергия, импульс и момент импульса, адиабатические инварианты могут нарушаться по отдельности или все вместе в зависимости от того, как быстро меняется внешнее магнитное поле. Адиабатический инвариант нарушается в случае, если на временном интервале менее периода движения частицы, происходит заметное изменение внешнего магнитного поля. Адиабатические инварианты обычно используют при описании поведения частиц внутри

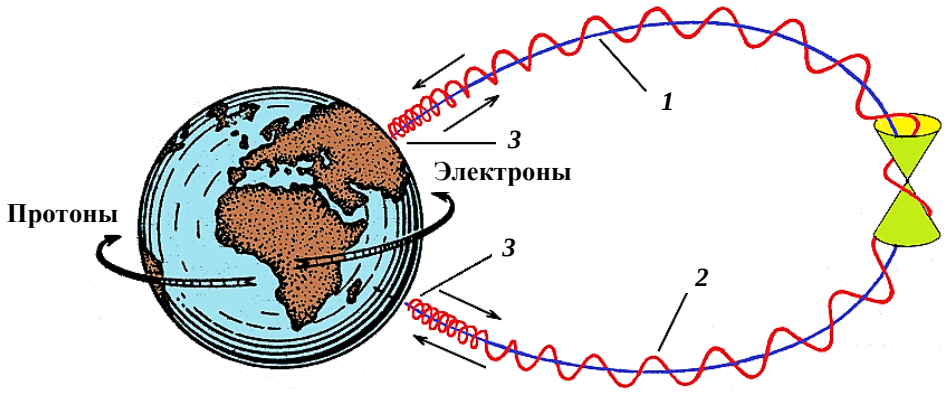


Рис. 8. Движение заряженной частицы в магнитном поле Земли. В радиационных поясах заряженные частицы под действием силы Лоренца вращаются вокруг силовых линий магнитного поля, совершают колебательные движения вдоль силовых линий между зеркальными точками и дрейфуют, электроны на восток, протоны на запад [85]. *1* – силовая линия магнитного поля; *2* – траектория заряженной частицы; *3* – зеркальные точки (питч-угол частицы равен 90°)

магнитной ловушки. Для понимания того, как заряженные частицы удерживаются магнитным полем, рассмотрим примитивную магнитную ловушку (магнитную бутылку), изображенную на рис. 9.

Возьмем параллельный поток магнитных силовых линий B и «сожмем» их с двух сторон. В результате получим более плотный поток силовых линий на краях (в области Z_m) и менее плотный в центре (в области 0). Области на концах магнитной ловушки, где напряженность магнитного поля максимальна, называются магнитными пробками. Заряженные частицы с питч-углами больше нуля могут быть «заперты» внутри этой магнитной конфигурации из-за наличия магнитных пробок. Отношение напряженности магнитного поля в области пробок B_m к напряженности магнитного поля в центре ловушки B_o называется пробочным отношением. Чем больше пробочное отношение, тем с большим спектром питч-углов ловушка способна удерживать внутри себя частицы. Если силовые линии магнитного поля были бы параллельны, то частицы беспрепятственно перемещались бы вдоль силовых линий. При сгущении силовых линий магнитного поля из-за возникшей радиальной компоненты поля B_r появляется вторая сила Лоренца, которая независимо от знака электрического заряда частиц выталкивает их из области сгущения силовых линий в центр ловушки (рис. 10).

Независимость второй силы Лоренца от знака заряда обусловлена тем, что частицы с разными по знаку зарядами в магнитном поле вращаются в разных направлениях. В радиационных поясах Земли концы магнитных силовых линий погружены в атмосферу (ионосферу). Для частиц, имеющих малые питч-углы, зеркальные точки могут находиться на низких высотах (100 и менее км), где плотность атмосферы достаточно велика и частицы могут покинуть ло-

вушку в результате кулоновского рассеяния и ионизационных потерь. Множество питч-углов, при которых зеркальные точки частиц находятся на небольшой высоте над Землей, где возможно кулоновское взаимодействие частиц с атомами атмосферы, называется конусом потерь. Частицы, у которых питч-углы находятся в конусе потерь, выбывают из магнитной ловушки. Схематично на рис. 11 показана область питч-углов, которая образует конус потерь, и область питч-углов, при которых возможен стабильный захват частиц в магнитной ловушке. Между областью, которая представляет собой конус потерь, и областью стабильного захвата частиц существует еще небольшая область, которая называется областью нестабильного захвата.

При сохранении адиабатических инвариантов полная энергия частицы в магнитном поле сохраняется, но меняются ее составляющие. При движении частицы в геомагнитной ловушке вдоль магнитной силовой линии ее полная энергия состоит из суммы кинетической энергии движения вдоль магнитного поля и энергии циклотронного (вращательного) движения вокруг силовой линии магнитного поля. На геомагнитном экваторе энергия поступательного движения вдоль магнитного поля максимальна, а энергия циклотронного движения минимальна. При движении частицы от экватора вдоль магнитного поля по направлению к магнитным пробкам (зеркалам) из-за усиления магнитного поля происходит превращение энергии поступательного движения частицы в энергию циклотронного движения. В области зеркальных точек вся кинетическая энергия поступательного движения частицы превращается в энергию циклотронного движения, и частица останавливается, а затем продолжает движение, но уже в обратном направлении (к экватору). При этом энергия циклотронного движения начинает превращаться в энергию поступательного движения частицы. Максимальная энергия поступательного движения достигается на экваторе. По инерции частица проскакивает экватор (точку равновесия) и доходит до зеркальной точки в другом полушарии, где она отражается, и все повторяется снова.

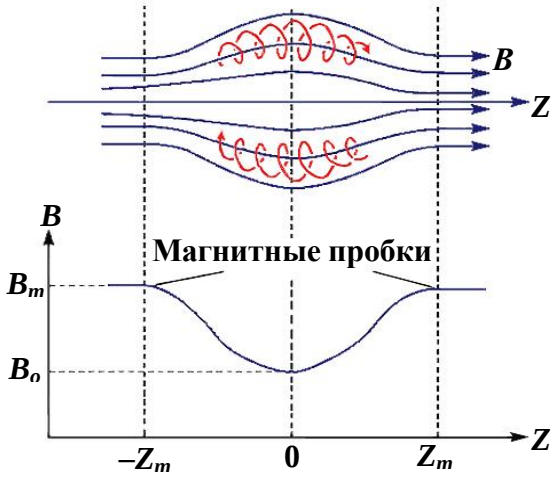


Рис. 9. Пример магнитной ловушки с двумя магнитными пробками. $-Z_m$ и Z_m – магнитные пробки (магнитные зеркала); 0 – центр ловушки

Все типы колебательных движений (движения туда и обратно) объединяет то, что они сопровождаются колебанием энергии, превращением (перетеканием) энергии из одного вида в другой и обратно. В случае с частицей в магнитной ловушке это превращение энергии поступательного движения частицы в энергию циклотронного движения и обратно.

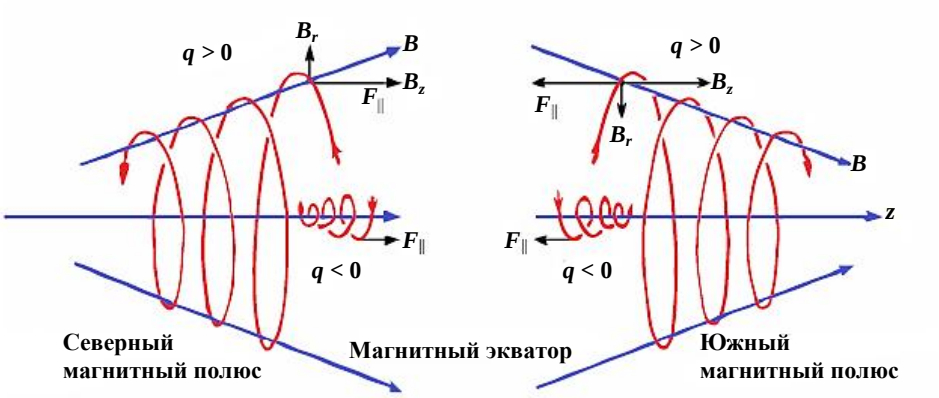


Рис. 10. Сила Лоренца выталкивает заряженные частицы из области сгущения силовых линий магнитного поля (магнитных пробок) в центр ловушки, независимо от знака электрического заряда частиц

Количественные характеристики периодических движений частиц во внешнем РПЗ. Движение частиц, захваченных геомагнитным полем, можно представить в виде суперпозиции трех периодических движений:

– ларморовского вращения частицы в плоскости перпендикулярной магнитному полю;

– колебания мгновенного центра вращения (ведущего центра) частицы вдоль силовых линий;

– дрейфа ведущего центра вращения частицы вокруг Земли (азимутальный дрейф, протоны дрейфуют на запад, электроны – на восток).

Для рассмотрения временных характеристик этих трёх периодических движений введем вспомогательные переменные B, α, $\mu = m/m_e$, $\beta = v/c$ и $\varepsilon = E/E_0$, где B – напряженность магнитного поля в гаммах (1 гамма = 10^{-5} Гс = = 10^{-9} Тс); α – угол между направлением движения частицы и силовой магнитной линии (питч-угол); μ – отношение массы частицы к массе электрона; β – отношение скорости частицы к скорости света в вакууме; E – кинетическая энергия частицы в МэВ; константа E_0 = 0,511 МэВ; L – в дипольном приближении экваториальное расстояние до силовой магнитной линии, выраженное в радиусах Земли (параметр Мак-Илвейна).

Используя вышевведенные обозначения, запишем параметры, характеризующие движение заряженной частицы в магнитном поле, в виде: $T_Л \approx 3{,}6 \cdot 10^{-2}\ \mu(1 + \varepsilon)/B$ с. Здесь $T_Л$ – период вращения частицы вокруг силовой линии магнитного поля (ларморовский период); $\omega_Л = 2\pi/T_Л$ Гц – ларморовская (циклотронная) частота вращения частицы; $\rho_Л \approx (1700\ \mu/B)\sin(\alpha)$ км – ларморовский радиус вращения части-

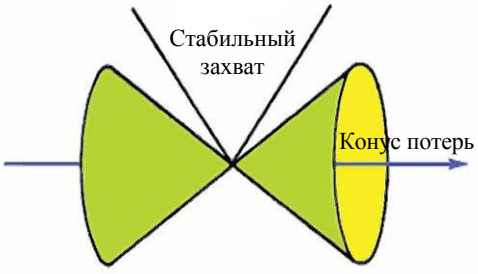


Рис. 11. Конус потерь

цы. На **геостационарной орбите (ГСО)** для электронов с $E = 2$ МэВ на дневной стороне орбиты имеем $T_Л \approx 1{,}47$ мс; $\omega_Л \approx 4{,}3$ кГц; $\rho_Л \approx 31$ км (при $\sin(\alpha) = 0{,}5$). Для электронов на ночной стороне орбиты $T_Л \approx 1{,}76$ мс; $\omega_Л \approx 3{,}56$ кГц; $\rho_Л \approx 37$ км.

Период колебания частицы вдоль силовой линии между магнитными полюсами (баунс-период) $T_B \approx 6{,}3 \cdot 10^{-2}\, L/\beta$ с. Для электронов с $E = 2$ МэВ на $L \approx 6{,}6$ баунс-период $T_B \approx 0{,}52$ с, частота баунс-колебаний электронов $\Omega = 2\pi/T_B = 12{,}08$ Гц. Период дрейфа частиц вокруг Земли поперек силовых линий поля $T_D = 127(\varepsilon + 1)/[L\varepsilon\mu(\varepsilon + 2)]$ мин. Для электронов с $E = 2$ МэВ на $L \approx 6{,}6$ период дрейфа вокруг Земли $T_D \approx 4$ мин. Частота азимутального дрейфа электронов $\omega_D = 2\pi/T_D \approx 0{,}026$ Гц.

Для грубых оценок характерных частот электронов с энергией около 2 МэВ в РПЗ можно использовать простые соотношения: $\omega_Л \sim 36B$ Гц; $\Omega \sim 100\beta/L$ Гц; $\omega_D \sim 0{,}64\Omega^2/\omega_Л$ Гц.

Магнитосфера – генератор когерентного излучения электромагнитных волн. В магнитосфере Земли, как и в магнитосферах других планет, генерируются и удерживаются потоки энергичных заряженных частиц. Кроме того (и это очень важно), в магнитосфере генерируются и удерживаются электромагнитные волны, которые взаимодействуют между собой и с частицами РПЗ. Волны, взаимодействуя с частицами РПЗ, меняют их питч-угловое распределение и энергетический спектр и тем самым меняют радиационную обстановку в околоземном космическом пространстве.

Особую роль в динамике заряженных частиц РПЗ играют свистовые электромагнитные волны (вистлеры) и более низкочастотные, альфвеновские (гидромагнитные) волны. Свистовые и альфвеновские волны генерируются в экваториальной области магнитосферы (внутри плазмосферы) в замкнутых магнитных силовых трубках, заполненных плотной холодной плазмой. Для свистовых волн это область, где плазменная частота много больше гирочастоты (циклотронной частоты) энергичных электронов. Волны свистового диапазона охватывают диапазон крайне низких и очень низких (КНЧ и ОНЧ) частот. В литературе часто используют для указания частотных диапазонов электромагнитных волн следующие обозначения:

УНЧ (ULF) – ультранизкие частоты – 0,003 – 0,03 кГц;

КНЧ (ELF) – крайне низкие частоты – 0,03 – 3 кГц;

ОНЧ (VLF) – очень низкие частоты – 3 – 30 кГц;

Генерация волн происходит за счет энергии циклотронного вращения электронов (свистовые) и за счет энергии циклотронного вращения ионов (альфвеновские волны). Эти типы волн в магнитосфере из-за градиента плазмы поперек магнитного поля распространяются как по волноводу почти вдоль силовой линии (в пределах около 20° от силовой линии) магнитного поля. Области в северном и южном полушариях, где силовые магнитные линии погружаются в ионосферу, для данных типов волн являются зеркалами, отражаясь от которых волны совершают колебательные движения между полушариями, аналогичные баунс-колебаниям заряженных частиц.

Процесс генерации электромагнитных волн связан с развитием циклотронной неустойчивости, возникающей при достижении критической плот-

ности частиц, захваченных в геомагнитной ловушке и одновременно при наличии поперечной анизотропии функции распределения частиц. Это тогда, когда эффективная температура движения частиц поперек магнитного поля превышает температуру вдоль магнитного поля. Заметим, что из-за наличия конуса потерь, в магнитных ловушках всегда существует такая анизотропия функции распределения. Со временем меняется только степень этой анизотропии. Циклотронная неустойчивость обладает важным свойством: она начинает развиваться в экваториальной области магнитосферы, затем охватывает всю магнитную силовую трубку [27]. Это лавинообразный процесс. Такое быстрое лавинообразное нарастание интенсивности электромагнитных волн связано с тем, что некоторые участки магнитосферы (один из них – это область внутри плазмосферы) при развитии циклотронной неустойчивости плазмы работают как естественные мазары (генераторы стимулированного, когерентного излучения), определяющие уровень низкочастотного электромагнитного излучения в магнитосфере и регулирующие потоки ионизирующих излучений в околоземном космическом пространстве.

Пространственное и энергетическое распределение частиц РПЗ. Радиационный пояс Земли – динамическая система и его параметры могут существенно меняться в зависимости от состояния межпланетной среды. Но иногда важно иметь представление об усредненных потоках частиц в околоземном пространстве.

На рис. 12 приведены радиальные профили интенсивности потоков протонов в плоскости геомагнитного экватора для нескольких пороговых энергий от 0,1 МэВ до 500 МэВ на $L < 6$ (L-параметр Мак-Илвейна, например, оболочка $L = 6$ удалена в плоскости геомагнитного экватора от центра Земли на $6R_з$, где $R_з$ – радиус Земли). Данные получены на различных космических аппаратах и усреднены по долготе и времени [96]. Пространственное распределение электронов в магнитосфере Земли более динамично, чем протонов, и менее регулярно.

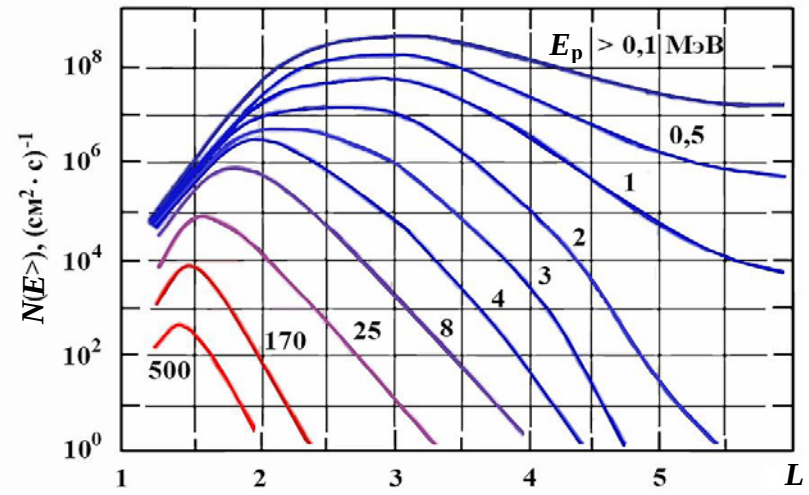


Рис. 12. Радиальные профили потоков протонов в плоскости геомагнитного экватора для $L < 6$ [96]

На рис. 13. представлены радиальные профили интенсивности потоков электронов в плоскости геомагнитного экватора для $L < 12$ вблизи максимума и минимума **солнечной активности (СА)**.

Обычно внешний РПЗ на расстояниях более $5R_з$ от центра Земли в плоскости экватора наполнен частицами до отказа, то есть до такой концентрации, которую геомагнитное поле в состоянии удержать, следовательно давление частиц практически всегда составляет величину порядка $B^2/8\pi$. Распределение по энергиям частиц, по питч-углам со временем меняется в зависимости от состояния межпланетной среды, солнечной активности и динамики тех процессов, которые реализуются в текущий момент внутри магнитосферы. Во время магнитной бури такое наполнение частицами радиационного пояса распространяется на более низкие высоты, до $3 – 4R_з$ и отвечает за главную фазу геомагнитной бури [97, 98]. Радиационные пояса Земли состоят в основном из электронов, позитронов, протонов и антипротонов, удерживаемых магнитным полем Земли. Ядра

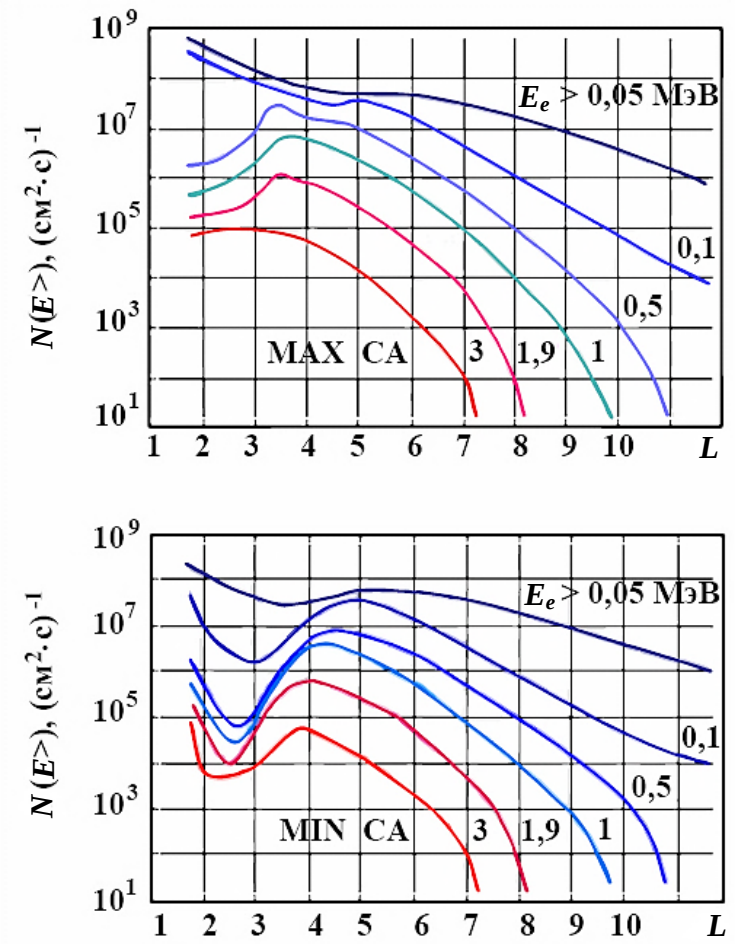


Рис. 13. Радиальные профили средних по времени потоков электронов в плоскости геомагнитного экватора для $L < 12$ в максимуме и минимуме СА [96]

химических элементов легкой, средней и тяжелой группы также присутствуют в радиационных поясах, но их потоки незначительны по сравнению с потоками протонов и электронов тех же энергий.

Среди большого количества различных явлений, наблюдаемых в радиационных поясах, можно выделить три наиболее фундаментальных процесса, управляющих динамикой основной массы частиц:

– инжекцию в область геомагнитного захвата частиц;

– радиальную диффузию, сопровождающуюся ускорением частиц;

– питч-угловую диффузию, порождающую утечку частиц из радиационных поясов.

Инжекция и диффузия, по-видимому, обусловлены вынужденными колебаниями (в случае инжекции сильно нелинейными) магнитосферы при вариациях параметров солнечного ветра. Теоретически механизм радиальной диффузии заряженных частиц в магнитосфере Земли под действием импульсных возмущений магнитосферы, приводящий к увеличению энергии частиц по мере их перемещения внутрь магнитосферы, был предложен и разработан профессором НИИЯФ МГУ Б.А. Тверским [99]. В данной книге это же явление мы рассматриваем несколько с других позиций.

Из экспериментальных данных по радиальной диффузии электронов с энергиями $E > 0{,}4$ МэВ [100] и электронов с энергиями $E > 1{,}6$ МэВ [101] следует, что механизм радиальной диффузии заряженных частиц под действием внезапных магнитных импульсов играет важную роль в цепи процессов, ответственных за наполнение частицами РПЗ (см. рис. 14 и 15).

Утечка частиц из радиационных поясов связана с их рассеянием на

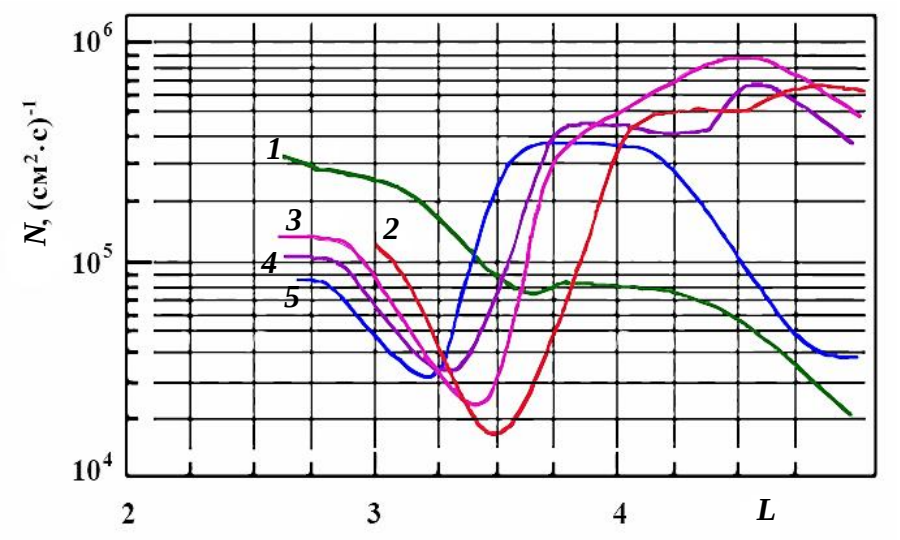


Рис. 14. Изменение профиля интегральной интенсивности потока электронов с $E > 1{,}6$ МэВ внешнего РПЗ в результате быстрой радиальной диффузии электронов с больших L-оболочек на малые: *1* – 07.12.1962; *2* – 20.12.1962; *3* – 23.12.1962; *4* – 29.12.1962; *5* – 08.01.1963 [101]

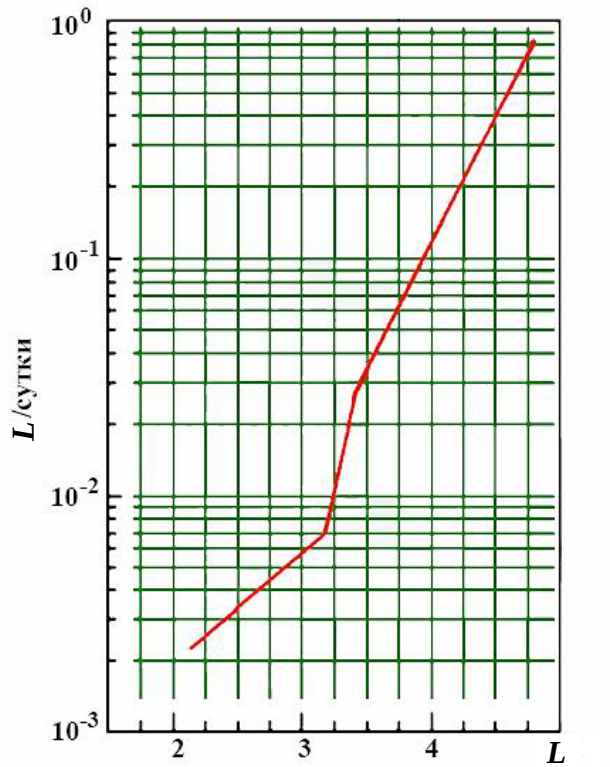


Рис. 15. Скорость быстрой радиальной диффузии электронов с энергией *E* > 1,6 МэВ в РПЗ в зависимости от номера *L*-оболочки [101]

электромагнитных волнах в конус потерь. При взаимодействии частиц с электромагнитными волнами в плазме основную роль играют различные резонансные эффекты [27, 95, 102 – 106]. Первые экспериментальные исследования динамики частиц радиационных поясов показали, что заполнения магнитосферы частицами может происходить в период геомагнитных возмущений, вследствие быстрой радиальной диффузии частиц с больших *L*-оболочек на меньшие. Скорость такой диффузии, как правило, на порядок больше, чем скорость радиальной диффузии в магнитоспокойное время. Для того чтобы разобраться, как происходит радиальная (поперек силовых линий магнитного поля) диффузия частиц в магнитосфере Земли, обратим внимание на то, что почти все возмущения солнечного ветра имеют пилообразную форму. «Зубья» этой космической «пилы» имеют несимметричную форму (рис. 16), и это определяет всю динамику радиальной диффузии частиц в магнитосфере Земли. Ранее при описании плазмы солнечного ветра мы полагали, что электропроводность плазмы σ бесконечно большая и, соответственно, получили, что коэффициент диффузии магнитного поля в плазме равен нулю $\eta \sim 0$. Это было необходимо, чтобы объяснить, почему магнитное поле движется вместе с плазмой солнечного ветра. Если предположить, что электропроводность плазмы в магнитосфере Земли бесконечна, то из уравнения магнитной гидродинамики

получим, что не при каких возмущениях солнечного ветра, набегающего на магнитосферу, диффузия частиц поперек поля невозможна.

Все меняется, если электропроводность плазмы не бесконечна. В этом случае возможны диффузия частиц поперек силовых линий магнитного поля или диффузия магнитного поля через плазму ($\eta \neq 0$). Еще одно важное условие, возмущения солнечного ветра должны иметь несимметричную форму, например такую, как показано на рис. 16.

Время нарастания возмущения в солнечном ветре t_1 много меньше, чем время релаксации t_2. Если t_1 порядка минуты, то t_2 час и более. Пилообразные возмущения плазмы солнечного ветра, взаимодействуя с магнитосферой Земли, могут приводить на дневной стороне магнитосферы к быстрому, радиальному перемещению силовых линий магнитного поля по направлению к Земле и относительно плавному их возвращению в прежнее состояние. Поскольку электропроводность магнитосферной плазмы хоть и не бесконечна, но достаточно велика, чтобы считать плазму вмороженной в магнитное поле. Такую вмороженность нельзя считать идеальной, поскольку $\eta \neq 0$. При быстром перемещении из-за небольшого значения η поле не успевает просочиться через плазму и тянет ее за собой, но если перемещение происходит медленно, то поле может просочиться через плазму (переместиться относительно плазмы).

Получается, что при каждом пилообразном возмущении на дневной стороне магнитосферы частицы смещаются по направлению к Земле (внутрь магнитосферы), а на ночной стороне вместе с силовыми линиями магнитного поля смещаются (сдуваются ветром) в направлении от Земли и при восстановлении поля не возвращаются обратно. И все же, куда преимущественно направлен диффузионный поток, к Земле или от Земли? Для ответа на этот вопрос обратим внимание на то, что на дневной стороне магнитосферы поперечный градиент магнитного поля меньше, чем на ночной стороне. По этой причине частицы при дрейфе вокруг Земли быстро проходят ночную часть дрейфовой оболочки и медленно дневную ее часть, создавая там повышенную плотность потока. На дневной стороне дрейфовой оболочки частиц всегда больше, чем на ночной стороне. Неравномерность распределения плотности потока частиц вдоль дрейфовой оболочки является ключевым элементом,

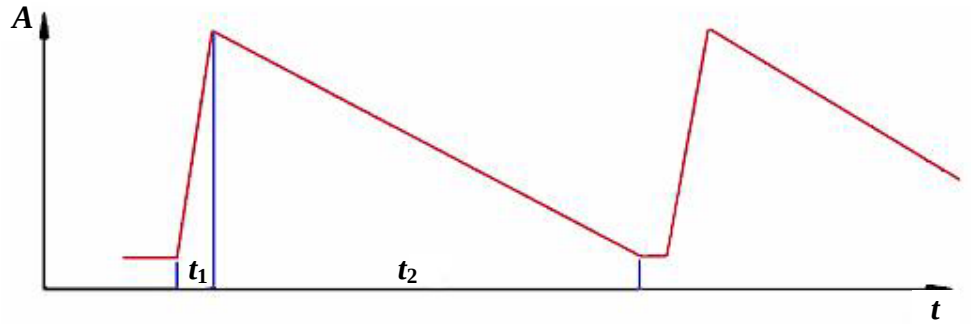


Рис. 16. Идеализированные пилообразные возмущения солнечного ветра. *A* – амплитуда возмущения; *t* – текущее время; t_1 – время нарастания возмущения; t_2 – время релаксации

обеспечивающим преимущественное направление диффузии частиц внутрь магнитосферы в область более сильного магнитного поля, и благодаря этому, дополнительное их ускорение. Пилообразные возмущения (внезапные импульсы) солнечного ветра приводят к радиальной диффузии (поперек силовых линий) частиц в магнитосфере Земли, т. е. к «перескакиванию» частиц с одной силовой линии на другую. Дрожания силовых линий магнитного поля под действием тех же возмущений солнечного ветра приводят к диффузии частиц в магнитосфере Земли по питч-углам. Если рассматривать радиальную диффузию как важный элемент, отвечающий за наполнение РПЗ энергичными частицами, то питч-угловую диффузию можно рассматривать как важный элемент, отвечающий за сток (сброс) частиц из РПЗ в ионосферу.

5. Динамика релятивистских электронов во внешнем радиационном поясе Земли

Динамика частиц РПЗ на фазе роста 21-го цикла солнечной активности. Одиннадцатилетний цикл солнечной активности – это некоторое абстрактное понятие, характеризующее средний период активности Солнца. Реальный период солнечной активности может быть на несколько лет больше или меньше. Был период, когда Солнце было не активно почти 50 лет (минимум Маундера, рис. 17). Начиная с 1610 г., солнечная активность оценивалась

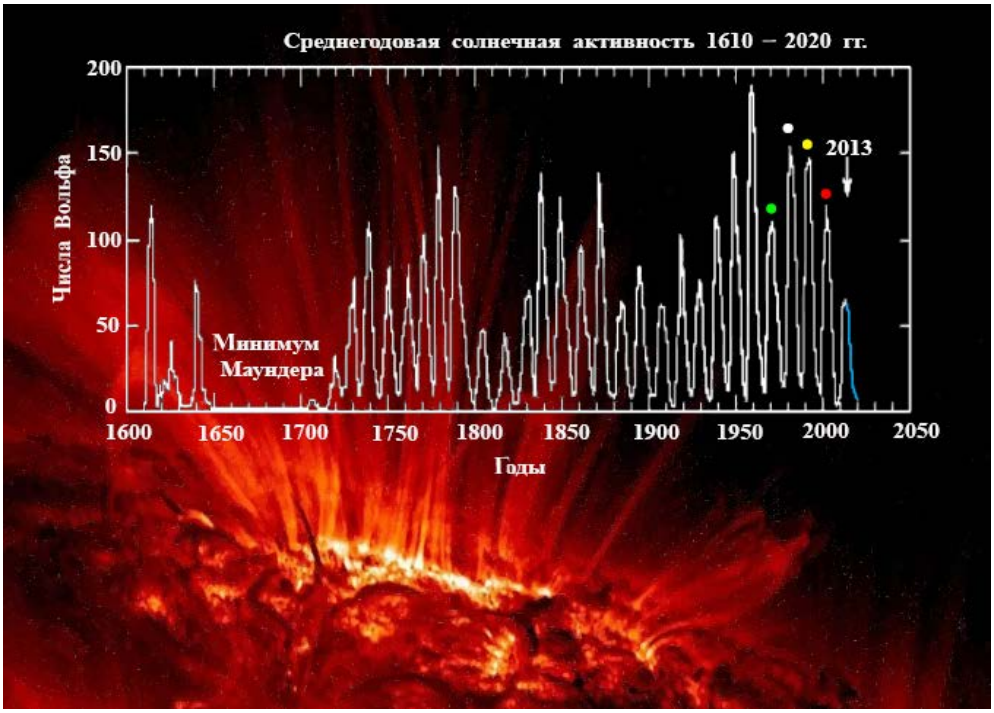


Рис. 17. Схематично показано изменение солнечной активности с 1600 по 2010 гг. и ожидаемая солнечная активность с 2010 по 2020 гг. Зеленым отмечен 20-й цикл активности Солнца; белым – 21-й, желтым – 22-й, красным – 23-й

по числу пятен и групп пятен на поверхности Солнца по следующему алгоритму: $W = K(F + 10G)$, где W – активность Солнца (число Вольфа); K – коэффициент, учитывающий качество наблюдений; F – количество всех отдельных пятен на Солнце; G – число образованных ими групп пятен.

На рис. 17 схематично показано изменение солнечной активности за период с 1600 по 2010 гг. и ожидаемая солнечная активность с 2010 по 2020 гг. Стрелочкой показано положение ожидаемого в 2013 году максимума 24-го цикла активности Солнца.

Поведение солнечной активности не так предсказуемо, как нам бы хотелось, но это указывает на аномально низкий и слишком сильно затянутый минимум солнечной активности в конце 23-го цикла (2007 – 2008 гг.).

На рис. 18 схематично показано изменение солнечной активности за период с 1965 по 2000 гг.

На фазе роста 21-го цикла солнечной активности во второй половине 1970-х годов с помощью аппаратуры, разработанной в ИКФИА СО РАН и установленной на КА «Радуга», были получены важные результаты по проникновению СКЛ в магнитосферу Земли и по влиянию состояния межпланетной среды на динамику релятивистских электронов внешнего РПЗ [107, 108]:

1. В процессе сопоставления потоков частиц СКЛ вне и внутри магнитосферы Земли было обнаружено превышение потока частиц СКЛ внутри магнитосферы Земли над потоком частиц вне магнитосферы [108, 109]. Так, в событиях 24.09.1977, 07.05.1978 и 23.09.1978 поток частиц от солнечных вспышек на $L = 6{,}6$ превышал поток частиц СКЛ в межпланетной

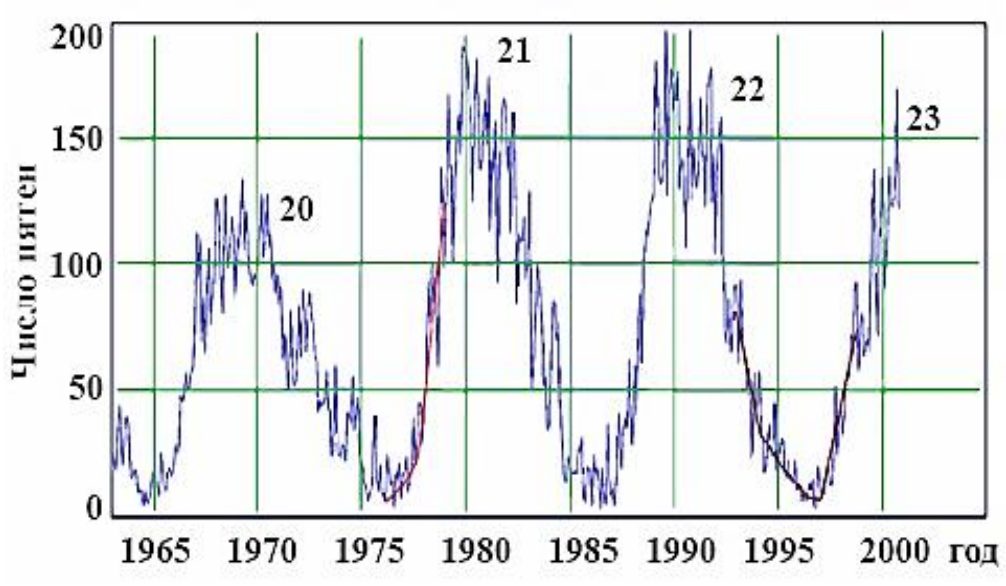


Рис. 18. Изменение солнечной активности в период с 1965 по 2000 гг. Цифры над кривой – номера 11-летних циклов активности Солнца

среде в 3, 7 и 5 раз соответственно. Было экспериментально установлено, что разница показаний регистрирующей аппаратуры вне и внутри магнитосферы Земли тем больше, чем больше анизотропия потока СКЛ в межпланетной среде. Экспериментально обнаруженный эффект превышения потока частиц СКЛ по показанию регистрирующей аппаратуры на геостационарной орбите внутри магнитосферы над потоком вспышечных частиц вне магнитосферы, а также зависимость этого превышения от степени анизотропии СКЛ в межпланетной среде можно объяснить эффектом изотропизации потоков СКЛ при их проникновении в магнитосферу.

В случае полной анизотропии потока СКЛ в солнечном ветре (энергия которых достаточно велика для преодоления магнитного барьера) при их проникновении в магнитосферу и изотропизации поток частиц СКЛ внутри магнитосферы будет так относится к потоку вне, как отношение напряженности магнитного поля внутри магнитосферы к напряженности поля вне. На геостационарной орбите ($L = 6{,}6$) напряженность магнитного поля составляет величину около 80 гамм, а в межпланетной среде около 5 гамм. Следовательно можно ожидать, что разница потоков СКЛ вне и внутри магнитосферы не будет изменяться более чем в 16 раз и будет уменьшаться с уменьшением степени анизотропии потока СКЛ в межпланетной среде. Обнаруженная экспериментально разница в показаниях аппаратуры вне и внутри магнитосферы действительно не превышает эту величину и уменьшается с уменьшением степени анизотропии СКЛ в межпланетной среде. Такое хорошее согласие эксперимента и модели дает основание считать, что причиной различия показания приборов, установленных вне и внутри магнитосферы, при регистрации СКЛ может являться эффект изотропизации СКЛ при их проникновении в магнитосферу [108].

2. При исследовании частотных спектров флуктуаций были обнаружены вариации потока электронов (рис. 19.) с энергией E_e = 1 – 1,5 МэВ на L = 6,6 с периодами около 2,5 ч; 7, 15, 30 сут; 6 и 13 месяцев [15, 110]. Период 13 месяцев

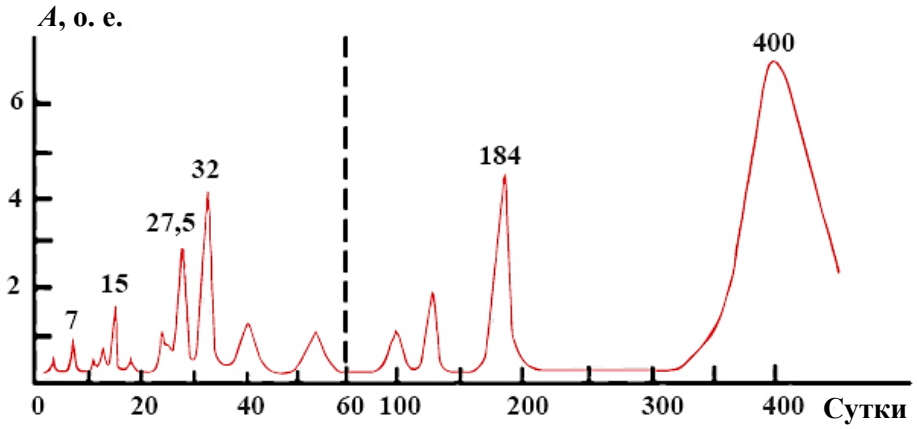


Рис. 19. Спектр вариаций интенсивности потока электронов с энергией E = 1 – 1,5 МэВ на геостационарной орбите за период с 1977 по 1978 гг. [110]

совпадает с синодическим периодом вращения мощного источника релятивистских электронов в солнечной системе – Юпитера (рис. 19 – 21).

При сопоставлении данных об энергичных частицах на геостационарной орбите КА «Радуга» и данных по крупномасштабным структурам в солнечном ветре было впервые обнаружено, что всем всплескам потока релятивистских

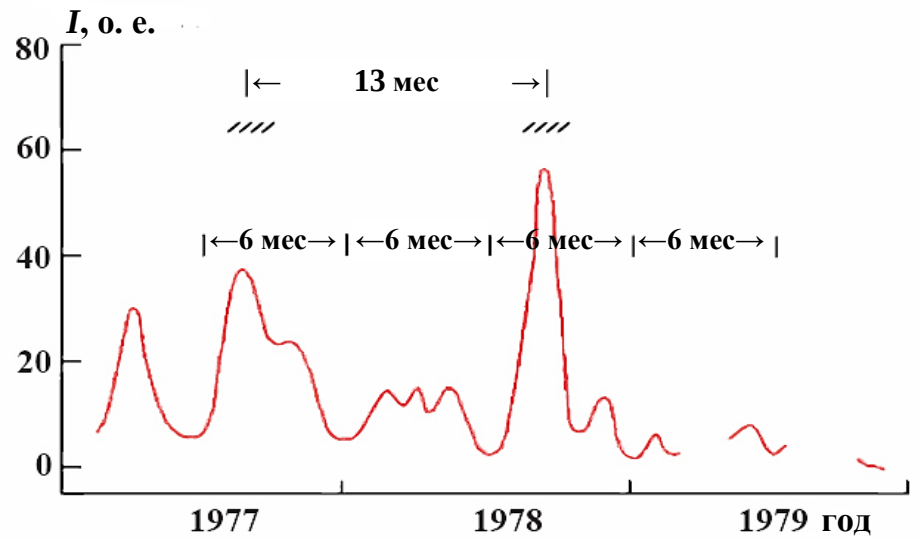


Рис. 20. Низкочастотная составляющая потока электронов с энергией *E* = 1 – 1,5 МэВ на геостационарной орбите за период с 1977 по 1979 гг. [111]

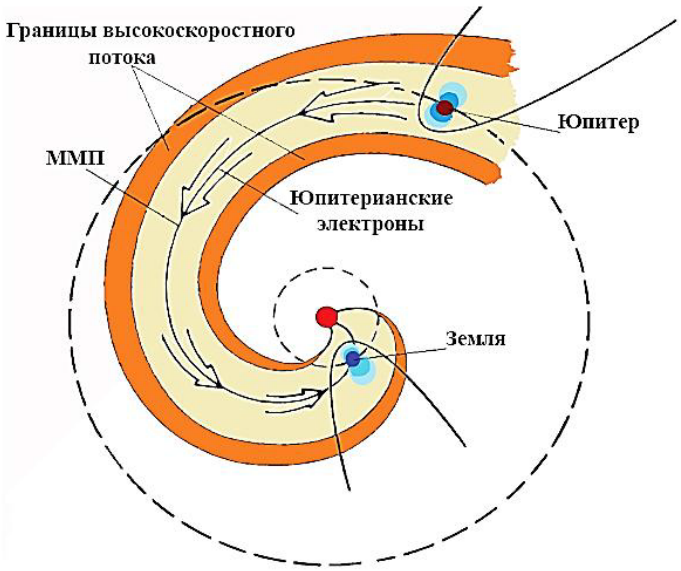


Рис. 21. Схема проникновения энергичных юпитерианских электронов в окрестность Земли в период, когда Земля и Юпитер находятся на одной силовой линии ММП и когда ММП «разглажено» рекуррентным высокоскоростным потоком плазмы солнечного ветра

электронов на орбите геостационарного спутника предшествует увеличение скорости солнечного ветра. При этом была выявлена особая роль рекуррентных высокоскоростных потоков солнечного ветра в увеличении интенсивности потоков релятивистских электронов на геостационарной орбите. Показано, что максимум скорости солнечного ветра вблизи магнитосферы Земли опережает возрастание потока электронов на орбите геостационарного спутника в среднем на величину около 2,5 суток.

Время запаздывания максимума потока релятивистских электронов на орбите геостационарного спутника относительно максимума потока скорости солнечного ветра уменьшается с увеличением K_p – индекса геомагнитной активности, и по порядку величины равно времени диффузии электронов с границы магнитосферы до точки наблюдения [15, 110 – 113]. На рис. 19 приведены результаты спектрального анализа интенсивности потока релятивистских электронов, зарегистрированных на геостационарных КА «Радуга-12» и КА «Радуга-13» в период с 1977 по 1978 гг. [110].

Спектральные оценки были получены с использованием метода максимальной энтропии. Для коррекции амплитуды и периода вариаций использовался метод наименьших квадратов. В литературе иногда КА «Радуга-12» и «Радуга-13» называют «Радуга-1» и Радуга-2», тем самым подчеркивают, что это первый и второй КА в России, предназначенный для научных исследований на ГСО. На рис. 20 приведена огибающая максимумов интенсивности потока релятивистских электронов, зарегистрированных на геостационарных КА «Радуга-12» и КА «Радуга-13» в период с 1977 по 1978 гг. [111]. Косая штриховка на рисунке указывает моменты времени, в которые в межпланетной среде на границе магнитосферы Земли отмечались возрастания интенсивности потока релятивистских электронов юпитерианского происхождения [114]. Имеются существенные различия между рекуррентными (повторяющимися) и вспышечными высокоскоростными потоками плазмы солнечного ветра [115].

Продолжительность вспышечного потока (время, в течение которого Земля находится внутри потока) около полутора суток. Продолжительность рекуррентных высокоскоростных потоков находится в основном в пределах от 6 до14 суток. Источником вспышечных потоков солнечной плазмы являются солнечные вспышки. Источником рекуррентных потоков являются корональные дыры на Солнце. Вспышечные потоки, подобно магнитному поршню, вытесняют на периферию Солнечной системы пыль, частицы вещества атмосфер планет [55] и даже частицы космических лучей [70]. В отличие от вспышечных потоков внутри рекуррентного высокоскоростного потока образуется область с регулярным магнитным полем, которая для частиц космических лучей (ГКЛ и релятивистских электронов в частности) представляет собой канал, по которому частицы космических лучей могут легко проходить с периферии Солнечной системы в ее центральные области. Когда Земля и Юпитер одновременно попадают в один и тот же рекуррентный высокоскоростной поток солнечного ветра (рис. 21), вблизи магнитосферы Земли наблюдается возрастание интенсивности юпитерианских релятивистских электронов [15, 111].

Физическая природа колебаний интенсивности потоков частиц в РПЗ. В магнитных ловушках из-за наличия конуса потерь питч-угловое распределение и распределение частиц по скоростям будет неизотропным. Плазма с неизотропной функцией распределения частиц по скоростям всегда неустойчива [18, 116, 117, 118]. Например на торцах геомагнитной ловушки (РПЗ) всегда существует сток частиц и электромагнитных волн из РПЗ. Интенсивность этого стока меняется в широких пределах. Потери энергии волн связаны с их объемным затуханием внутри ловушки и неполным отражением волн от торцов ловушки. Внутри геомагнитной ловушки неустойчивость, сопровождаемая экспоненциальным ростом интенсивности волн, появляется тогда, когда нарастания волн превышают потери, например, связанные с объемным затуханием волн в фоновой плазме, и потери из-за ухода волн через магнитные пробки-ловушки. Момент включения неустойчивости определяется критической плотностью частиц, захваченных в геомагнитной ловушке [117]. После включения неустойчивости рост интенсивности частиц в ловушке будет продолжаться до тех пор, пока плотность энергии волн не станет достаточно большой. С увеличением плотности энергии волн произойдет усиление рассеяния частиц на волнах и, как следствие этого, усиление питч-угловой диффузии частиц в конус потерь. Это приведет к усилению сброса частиц из РПЗ в ионосферу. Начиная с некоторого момента времени, число частиц, уходящих из РПЗ, будет превосходить число частиц, поступающих в РПЗ от источников. Этот период сопровождается быстрым уменьшением интенсивности потоков частиц в РПЗ. Когда число частиц, захваченных в геомагнитной ловушке, существенно уменьшится, то уменьшится и интенсивность волн и, соответственно, уменьшится скорость диффузии частиц в конус потерь. Начиная с некоторого момента, число частиц поступающих в РПЗ от источников, будет превосходить число частиц, уходящих из РПЗ. Фаза уменьшения интенсивности потоков частиц в РПЗ сменится фазой увеличения. Через некоторое время интенсивность потоков частиц в РПЗ станет достаточно высокой, и это вновь приведет к развитию циклотронной неустойчивости, сопровождаемой экспоненциальным ростом интенсивности волн, и все повторится снова. Динамика частиц РПЗ представляет собой колебательный процесс – сброс, накопление, сброс и т. д.

Вариация интенсивности потока энергичных электронов, высыпающихся из внешнего РПЗ. Высыпания энергичных электронов из авроральной области магнитосферы в атмосферу Земли подробно рассмотрены в обзоре [119]. Вариации интенсивности высыпающихся электронов исследовалась по динамике риометрического поглощения космического радиоизлучения. Результаты исследований динамики риометрического поглощения с порогом регистрации 0,5 дБ, выполненные в 19-м цикле солнечной активности, приведены в работе [120]. Было показано, что частота проявления риометрических поглощений имела максимальные значения не в максимуме солнечной активности, характеризуемом числом Вольфа, а на фазе спада. Вариации с периодом около 27 суток были обнаружены по данным риометра в Амдерме (на частоте 32 МГц; геомагнитной широте $\Phi_м$ = 63,9; параметр

Мак-Илвейна L = 5,2) за период с 1962 по 1965 гг. [121]. Метод анализа, который использовался в 1960-х годах, не позволял точно определить период вариаций особенно в области высоких частот. Измерения авроральных поглощений Auroral absorption (AA), выполненных в период 19-го цикла активности Солнца, не дали однозначного представления о характере вариаций высыпания энергичных частиц в течение всего 11-летнего цикла, поскольку не было непрерывных наблюдений за весь 11-летний цикл солнечной активности и в качестве индекса AA выбирались разные величины.

В 1980-х годах сотрудниками ИКФИА СО РАН С.Н. Самсоновым и В.Д. Соколовым была создана Якутская меридианальная цепочка риометрических станций (г. Якутск – пос. Жиганск – пос. Джарджан – пос. Кюсюр – пос. Тикси – остров Котельный). Почти все станции находились в населенных пунктах, расположенных вдоль реки Лены от г. Якутска до пос. Тикси, это существенно упрощало их обслуживание и лишь одна, самая высокоширотная станция, находилась на острове Котельный в море Лаптевых. В сложный период 1990-х годов в рабочем состоянии станции поддерживали заведующий лаборатории «Магнитосферных частиц» ИКФИА СО РАН И.П. Безродных, с.н.с. С.Н. Самсонов, ведущий инженер ИКФИА СО РАН В.В. Мигалкин и начальник лаборатории «Технической физики» ФГУП НПП «ВНИИЭМ» В.Т. Семенов. С помощью данных Якутской цепочки риометрических станций в ИКФИА СО РАН были получены важные научные результаты.

В то время лаборатория «Магнитосферных частиц» занималась проблемами источников и стоков частиц РПЗ. В период геомагнитных возмущений высыпания наблюдались на всех станциях Якутской цепочки.

При этом с увеличением широты при приближении к овалу полярных сияний интенсивность и продолжительность высыпания частиц из РПЗ увеличивалась. На рис. 22. приведена фотография овала полярных сияний,

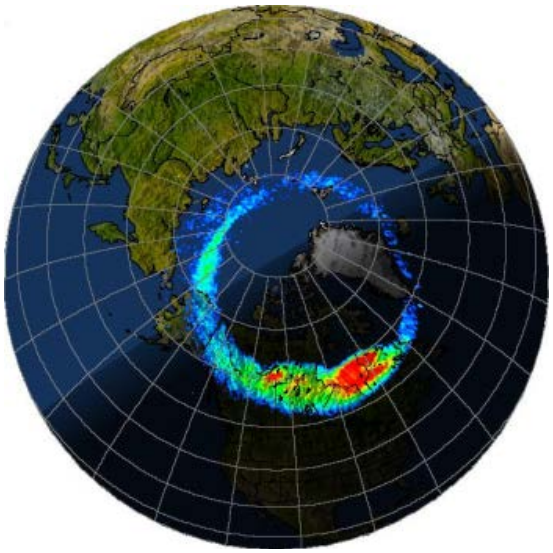


Рис. 22. Ультрафиолетовое свечение полярного овала (космический аппарат «Polar», 4.04.1997 05:18:59 UT) ([122])

сделанная с КА «Polar». Снимок овала нанесен на географическую карту Земли. Овал полярных сияний расположен около внешней границы области захваченных в геомагнитном поле электронов с энергиями больше 40 кэВ [123]. Эта граница разделяет область замкнутых и открытых силовых линий магнитного поля.

Замкнутые силовые линии магнитного поля соединяют два полушария, и частицы на этих силовых линиях могут колебаться между зеркальными точками и дрейфовать. Открытые силовые линии магнитного поля расположены в полярных шапках, внутри овала. В отличие от замкнутых силовых линий, частицы на открытых силовых линиях не могут совершать колебательных движений вдоль силовой линии и участвовать в дрейфе. Вдоль открытых силовых линий постоянно дует полярный ветер, унося вещество атмосферы планеты в межпланетное пространство. Межпланетные ударные волны вытесняют частицы этого вещества на границу солнечной системы (на границу гелиосферы, которая разделяет межзвездную среду и солнечный ветер). Часть частиц вещества атмосферы планеты, совместно с частицами межзвездной среды, будут ускорены на гелиосферной ударной волне. Если эти ускоренные частицы попадут в рекуррентный высокоскоростной поток солнечного ветра, то вдоль этого потока, как по каналу, они могут проникнуть в центральную область Солнечной системы. Вспышки на Солнце сгенерируют новые межпланетные ударные волны, которые вытеснят снова эти частицы на границу гелиосферы, где они на гелиосферной ударной волне еще больше ускорятся и по каналу, образованному рекуррентным потоком, проникнут в центральную область Солнечной системы, и все повторится снова и снова. Такие перемещения частицы могут совершать много раз.

Для нас наиболее важной риометрической станцией является станция в пос. Тикси. Это связано с тем, что станция (наблюдения на частоте 32 МГц; магнитная широта $\Phi_м = 65{,}2$; магнитная оболочка $L = 5{,}6$) находится на силовой линии магнитного поля, проходящей в области экватора наиболее близко к орбите геостационарного спутника (магнитная оболочка $L = 6{,}6$). По данным геостационарного спутника мы можем получить информацию о разности между мощностью источников и стоков частиц РПЗ, а по данным станции пос. Тикси получить информацию о мощности стока частиц РПЗ в ионосферу. Непрерывные данные по риометрическим поглощениям, полученные с помощью Якутской меридиональной цепочки станций в период с 1986 по 2001 гг. дали уникальную возможность исследовать динамику частоты высыпания энергичных электронов из радиационных поясов Земли и их связь с геомагнитной и солнечной активностью [124 – 131].

На рис. 23 приведены суточные значения продолжительности риометрических поглощений, зарегистрированных на станции пос. Тикси, за период с 1993 по 1997 гг. Суточное значение продолжительности риометрических поглощений определялось как сумма часов, в которые наблюдались поглощения в течение суток. Считалось, что поглощение в течение часа имеет место, если амплитуда поглощения более 0,3 дБ и продолжительность поглощения более 10 минут. Минимальное значение продолжительности суточного поглощения 0, максимальное значение 24.

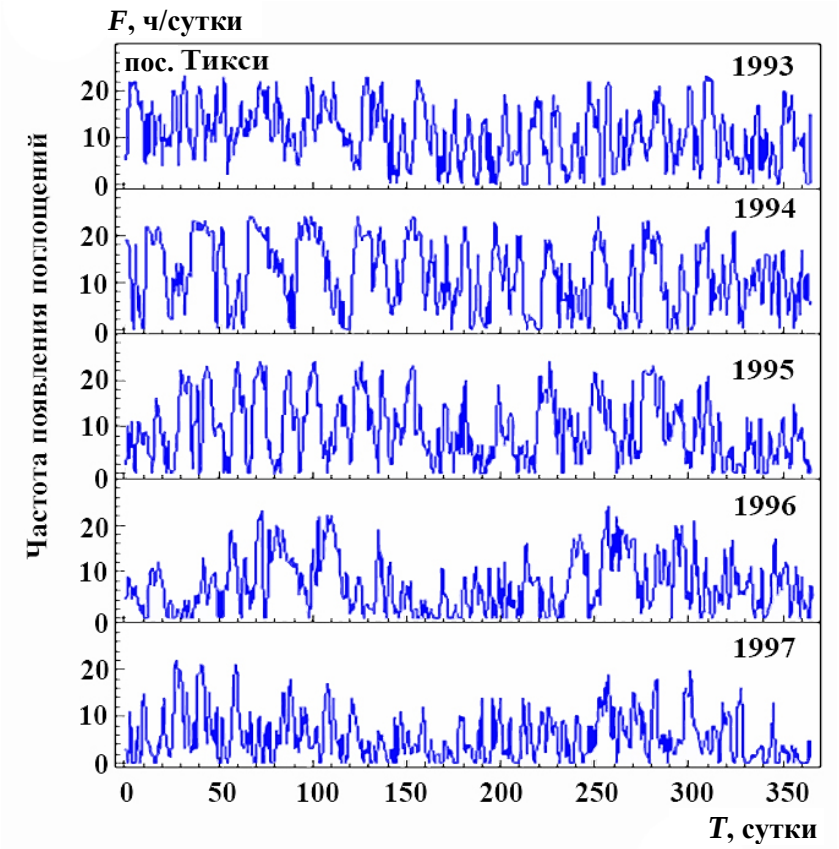


Рис. 23. Суточные данные продолжительности риометрических поглощений по данным станции пос. Тикси на фазе спада 22-го цикла солнечной активности [130]

Из данных, приведенных на рис. 23, следует, что наиболее продолжительные высыпания частиц (электронов с $E > 40$ кэВ) из РПЗ наблюдались в 1994 г. В 1995 г. высыпания стали почти в два раза чаще, но в то же время менее продолжительными. В 1996 г. четко проявлялась полугодовая сезонная вариация высыпания частиц.

На рис. 24 показано, что в 22-м цикле солнечной активности наиболее частые и продолжительные высыпания электронов с $E > 40$ кэВ наблюдались не в максимуме солнечной активности, а вблизи минимума активности Солнца. Вклад протонных высыпаний (событий РСА) в суммарную частоту высыпаний составил: 22% в 1989 г., 7% в 1990 г., 12% в 1991 г., 5% в 1992 г., 1% в 1993 г. Продолжительность высыпания протонов из РПЗ в отличие от электронных высыпаний практически повторяет временной ход солнечной активности.

Максимум продолжительности высыпаний протонов наблюдался в максимуме солнечной активности. Спектральный анализ риометрических данных за период с 1993 по 1997 гг. позволил сделать вывод, что в период с 1994 по 1995 гг. наблюдались две высокоскоростных струи плазмы солнечного ветра, которые вызывали интенсивные высыпания энергичных частиц в

авроральной области ионосферы. В 1994 г. одна струя высокоскоростного солнечного ветра существенно превосходила по геоэффективности другую струю. В 1995 г. геоэффективность обоих струй сравнялась.

Связь частотных спектров флуктуаций индексов геомагнитной активности с параметрами межпланетной среды. Спектральная плотность мощности флуктуаций (скорости солнечного ветра, геомагнитных индексов, потоков релятивистских электронов на геостационарной орбите и потоков высыпающихся частиц из внешнего РПЗ) определялась с помощью программного обеспечения [15]. Для выявления периодических составляющих во временных рядах данных использовались два спектральных метода. Алгоритм первого метода использует преобразование исходного временного ряда методом Фурье с последующим вычислением спектральной плотности вариаций. Алгоритм второго метода основан на теореме Винера – Хинчена, согласно которой вычисление спектральной плотности флуктуаций реализовано через преобразования Фурье автоковариационной функции временного ряда. Первый метод наиболее эффективен при поиске периодических составляющих, второй метод – при оценке спектральной плотности шума.

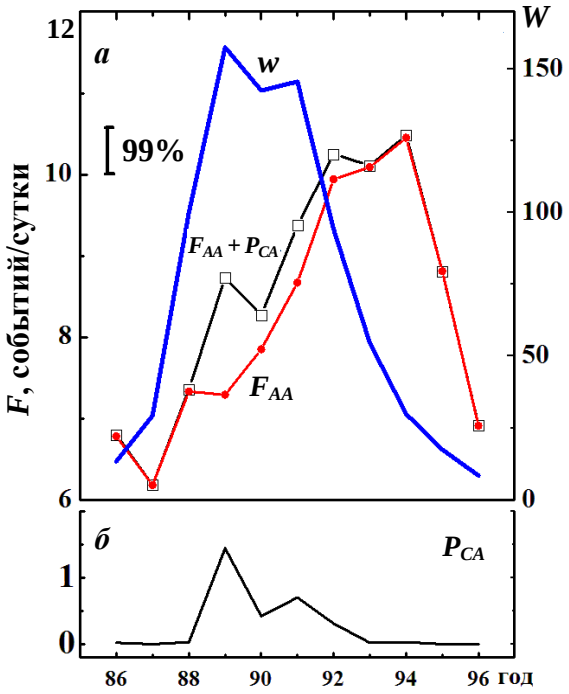


Рис. 24. Изменение среднегодовых значений продолжительности высыпаний энергичных частиц в 22-м цикле солнечной активности по данным станции пос. Тикси в период с 1986 по 1996 гг.: *а* – среднегодовые значения продолжительности высыпаний энергичных электронов F_{AA}, энергичных электронов и протонов ($F_{AA} + P_{CA}$), значения чисел Вольфа *W*; *б* – продолжительность высыпаний протонов в событиях P_{CA} [131]

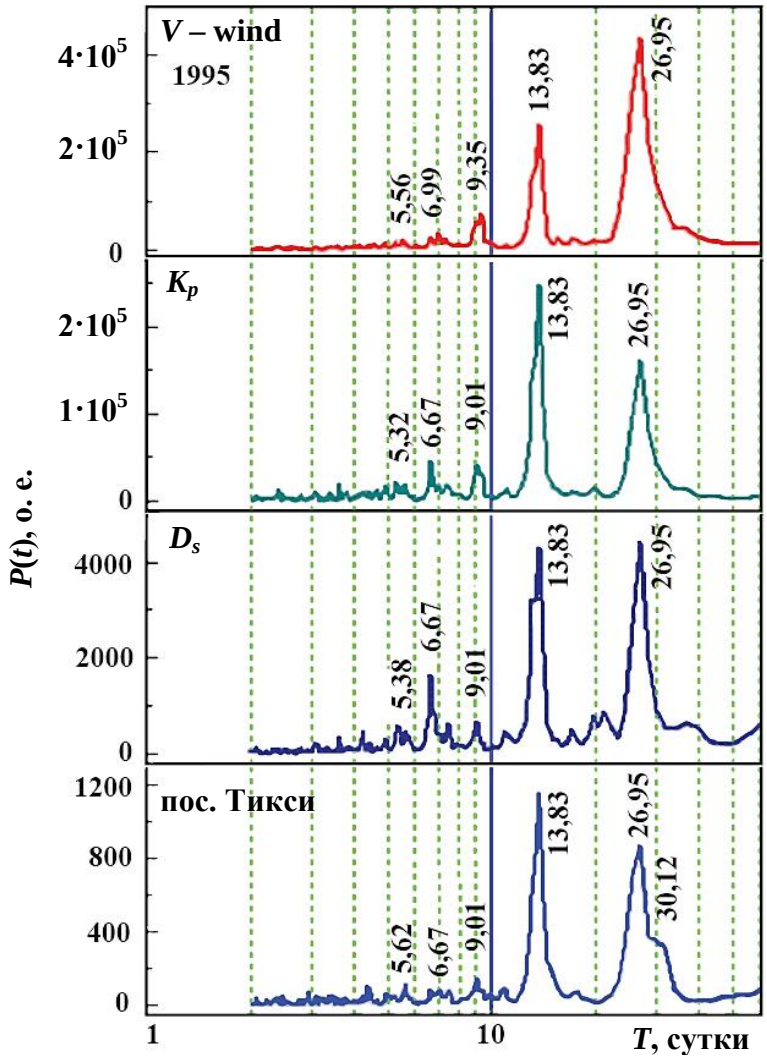


Рис. 25. Спектры мощности флуктуаций скорости солнечного ветра, индексов геомагнитной активности и продолжительности суточных риометрических поглощений по данным 1995 г. [75, 130]

В алгоритмах первого и второго метода предусмотрена возможность как быстрого преобразования Фурье (БПФ), так и медленного преобразования Фурье (МПФ). При использовании БПФ требуется, чтобы длина временного ряда была кратна двум ($N = 2n$, где n – целое число), и это иногда вызывает некоторое неудобство. МПФ можно использовать для ряда любой длины, но оно очень сильно проигрывает в скорости БПФ, и это существенный недостаток при работе с длинными временными рядами. Приведенные на рис. 25 результаты спектрального анализа указывают на сильную зависи-

мость геомагнитной активности и динамики потоков высыпающихся частиц из внешнего радиационного пояса Земли от крупномасштабных возмущений скорости солнечного ветра.

На рис. 26 представлены спектры мощности флуктуаций скорости солнечного ветра, интенсивности потока электронов с $E > 2$ МэВ на геостационарной орбите и встречаемости риометрических поглощений по данным 1995 г. Обратим внимание, что потоки высыпающихся частиц из РПЗ в ионосферу и потоки захваченных в РПЗ частиц пульсируют на одних и тех же частотах, но амплитуда реакции потока частиц, высыпающихся и захваченных в геомагнитном поле, на возмущения солнечного ветра различная. Изменение знака ММП (период 13,83 дня) оказывает более сильное воздействие на динамику потока высыпающихся частиц, чем на захваченные в РПЗ потоки частиц.

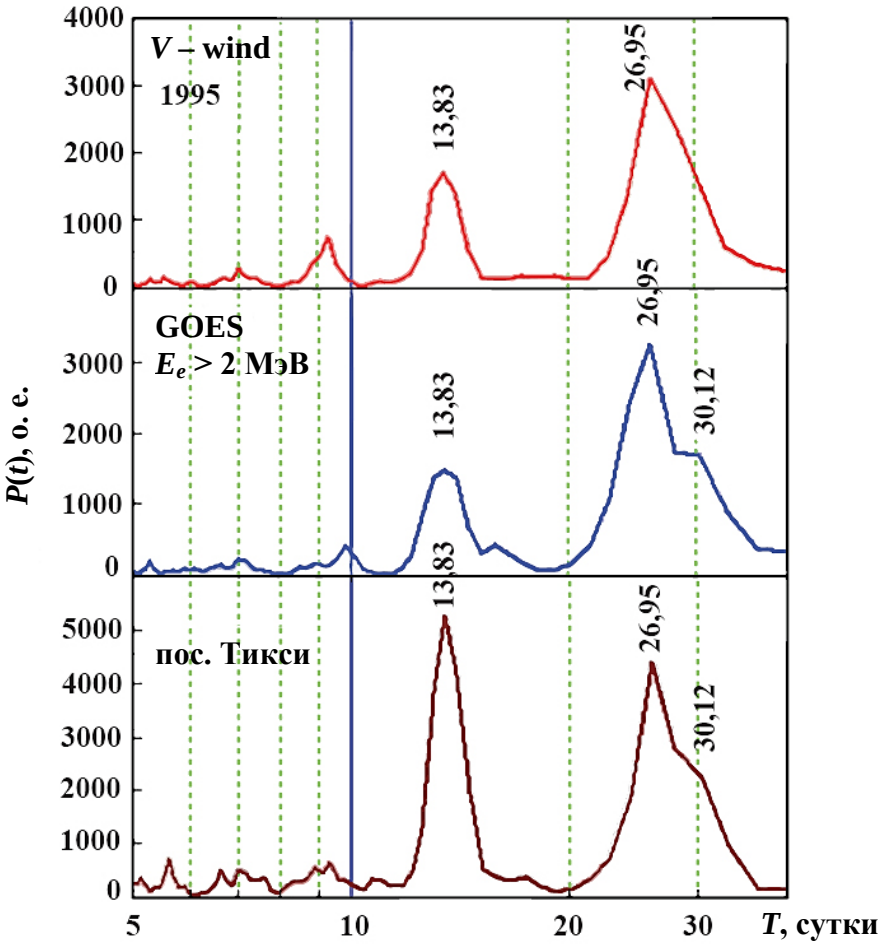


Рис. 26. Спектры мощности флуктуаций скорости солнечного ветра, интенсивности потока электронов с $E > 2$ МэВ на геостационарной орбите и встречаемости риометрических поглощений по данным 1995 г. [75]

На рис. 27 представлены результаты спектрального анализа потока релятивистских электронов на геостационарной орбите за период с 1986 по 1995 гг., полученные с лучшим частотным разрешением, чем данные, показанные на рис. 25 и 26. Из рис. 27 следует, что интенсивность потока релятивистских электронов в период с 1986 по 1995 гг. изменялась с периодами около 14, 26 и 30 дней. Вариации с периодом около 14 дней можно объяснить существованием преимущественно двухсекторной структуры ММП в период с 1986 по 1995 гг. Учитывая дифференциальное вращение Солнца, вариации с периодами около 26 и 30 дней можно объяснить проявлением солнечной активности на двух разных гелиоширотах. Анализ спектральных характеристик изменения скорости солнечного ветра, изменения индексов геомагнитной активности и потоков частиц, захваченных геомагнитным полем, и частиц, высыпающихся в ионосферу, указывает на сильную зависимость процессов в магнитосфере Земли от скорости рекуррентных высокоскоростных потоков. Известно, что Солнце вращается вокруг своей оси таким образом, что в области экватора оно вращается быстрее, а на полюсах медленнее [132].

При анализе данных периода повторяемости попадания Земли в одну и ту же долгоживущую струю солнечного ветра, необходимо учитывать, что угловая скорость струи и области на Солнце, откуда вытекает эта струя, могут быть разными. Величина, на которую они могут отличаться обычно не более 5% и зависит от того, как меняется скорость струи в течение оборота

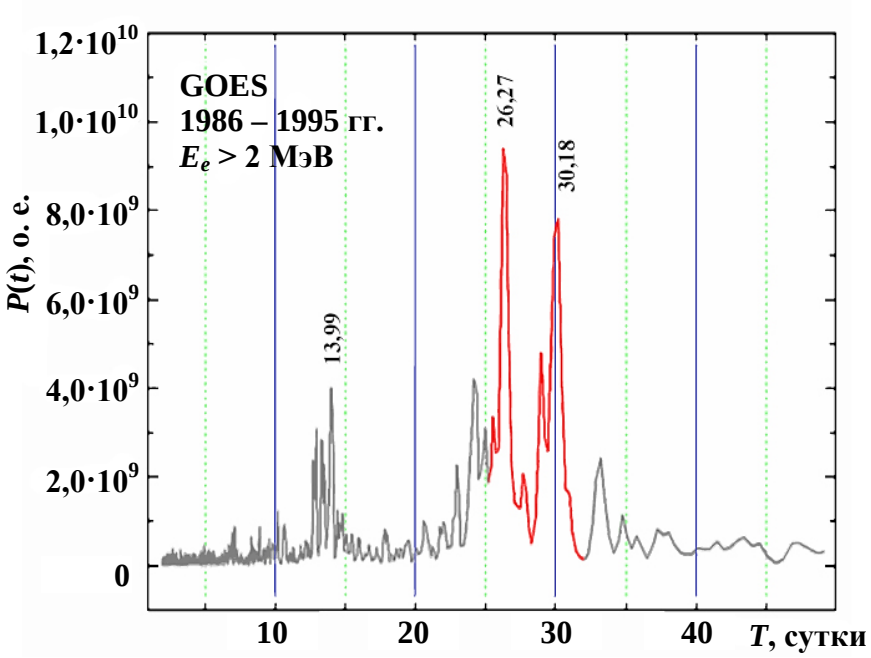


Рис. 27. Спектр мощности флуктуаций интенсивности потока электронов с энергией E > 2 МэВ на геостационарной орбите за период с 1986 по 1995 гг. [75]

Солнца. Спектральный анализ данных интенсивности потока релятивистских электронов на геостационарной орбите за период 1977 – 1978 гг. показал, что во временных рядах данных интенсивности потоков релятивистских электронов содержатся две основные гармоники. Одна гармоника имеет период около 27,5 суток, другая около 32 суток (см. рис. 19). Аналогичный анализ данных интенсивности потока электронов с энергией более 2 МэВ за период с 1986 по 1995 гг. с КА «GOES» также позволил обнаружить две гармоники, но уже с периодами около 26 и 30 суток (см. рис. 27).

Наличие двух гармоник указывает на существование двух областей на Солнце, расположенных на разных гелиоширотах, активность в которых определяет радиационные условия в околоземном пространстве. Первая область располагается вблизи экватора и совпадает с областью, где обычно наблюдается формирование солнечных пятен. Вторая область располагается в высоких широтах и совпадает с областью корональных дыр на Солнце. Кроме вариаций интенсивности потока релятивистских электронов с периодами близкими к периоду вращения Солнца, на геостационарной орбите наблюдаются суточные вариации и вариации от нескольких часов до нескольких минут, связанные с вариациями напряженности магнитного поля.

Для выявления характера связи между плотностью потока электронов во внешнем РПЗ и скоростью солнечного ветра обратимся к статистическому материалу. На рис. 28 показаны нормированные на единицу распределения числа суток, в которые проводились наблюдения (непрерывные линии) и

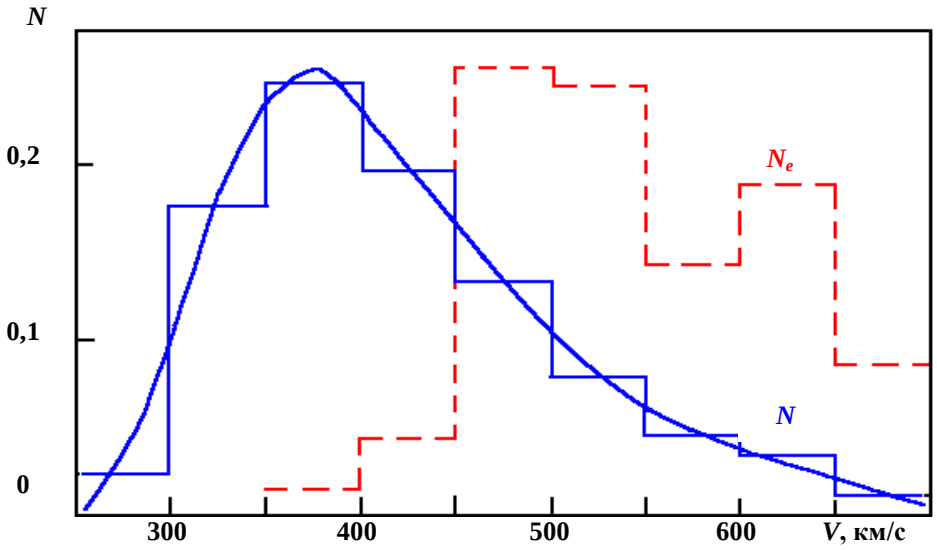


Рис. 28. Распределение по среднесуточным значениям скорости солнечного ветра *V* числа суток *N* (непрерывные линии), в которые эта скорость наблюдалась, и числа возрастаний интенсивности потока электронов N_e с энергией *E* = 1 – 1,5 МэВ на геостационарной орбите (штриховая линия) за период с начала 1977 г. по конец 1978 г. Величины *N* и N_e нормированы [110]

числа всплесков (около 50) потоков релятивистских электронов (в диапазоне энергий $E = 1 - 1{,}5$ МэВ) на $L = 6{,}6$ (штриховые линии) по среднесуточным значениям скорости солнечного ветра. Данные относятся к периоду с 1977 по 1978 гг. В течение этого периода среднесуточные значения скорости солнечного ветра в основном были меньше 450 км/ч. Из распределения числа всплесков интенсивности потоков электронов следует, что наибольшее число всплесков наблюдается в событиях, в которых скорость солнечного ветра превышает 450 км/ч.

На рис. 29 показана характерная временная динамика высокоэнергичных электронов на дневной и ночной сторонах геостационарной орбиты при погружении магнитосферы в рекуррентный высокоскоростной поток плазмы солнечного ветра. При этом время запаздывания максимума потока электронов от максимума скорости солнечного ветра может составлять величину, в отдельных случаях, от суток до 4 суток, в зависимости от степени возмущенности геомагнитного поля. Чем больше значения K_p – индекса геомагнитной активности, тем меньше время запаздывания [15, 112].

Как мы уже отмечали, модели РПЗ, использующие диффузионный механизм заполнения радиационных поясов Земли, встречались с рядом трудностей. В частности, для согласования результатов, полученных по этим моделям, с экспериментальными данными требовалось дополнительное предположение, что на границе магнитосферы находится источник электронов

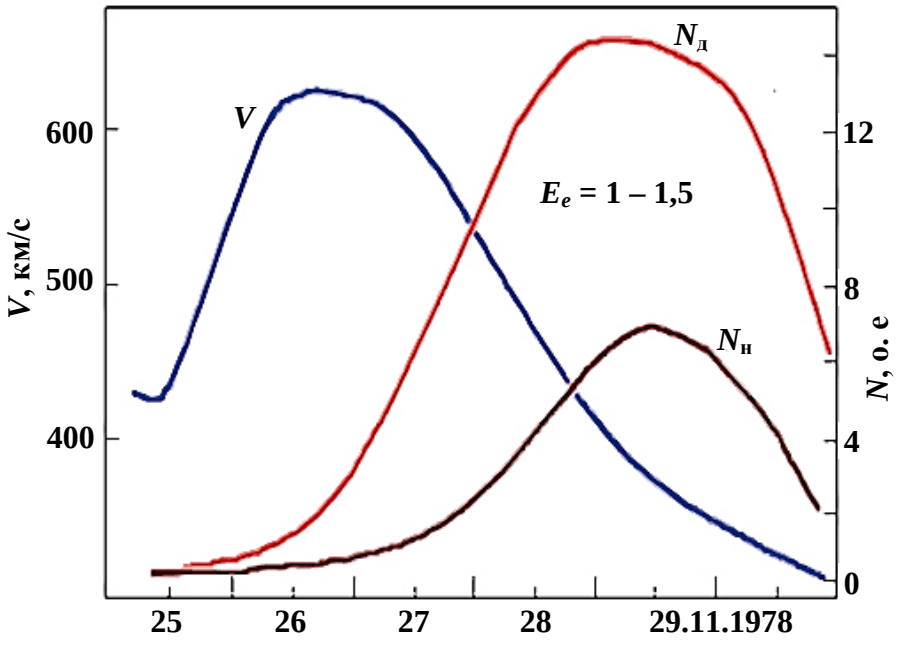


Рис. 29. Временной ход скорости солнечного ветра V вблизи магнитосферы Земли и потока релятивистских электронов на дневной $N_д$ и ночной $N_н$ сторонах геостационарной орбиты с 25 по 30 ноября 1978 г. [12, 113]

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 связи с разработкой механизма фрикционного ускорения частиц в слое сдвигового течения плазмы [9].

Экспериментальные данные, полученные на геостационарном спутнике «Радуга» и «Прогноз», подтверждают предположение, что источник высокоэнергичных частиц радиационных поясов расположен на границе магнитосферы и его эффективность зависит от величины скорости солнечного ветра. Этот вывод основан на анализе 50 возрастаний интенсивности потока высокоэнергичных электронов во внешнем РПЗ. Существование диффузионного потока энергичных электронов с границы магнитосферы внутрь радиационного пояса подтверждается также наличием 13-месячных вариаций потока электронов в магнитосфере Земли [15, 111]. Средняя энергия электронов, ускоренных на границе магнитосферы в слое сдвигового течения плазмы, по грубым оценкам может достигать величины 0,1 МэВ [11, 12]. Максимальная энергия ускоренных частиц в слое будет значительно выше, чем ее среднее значение. Эффективность процесса фрикционного ускорения растет с увеличением скорости солнечного ветра, поскольку растет перепад скорости плазмы поперек слоя сдвигового течения. 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. Электроны, ускоренные 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, в процессе радиальной диффузии будут приобретать дополнительную энергию. Возрастание скорости солнечного ветра должно привести к увеличению интенсивности электронов на магнитопаузе и в радиационном поясе, что согласуется с имеющимися экспериментальными данными [12].

На рис. 30. показан график зависимости интенсивности потока релятивистских электронов на ГСО от величины скорости солнечного ветра. График построен по данным КА «Радуга» с учетом времени диффузии электронов с границы магнитосферы до ГСО. Для построения графика брались данные от начала возрастания скорости солнечного ветра до достижений его максимальных значений. Благодаря эксперименту, проведенному на КА «Радуга», удалось приблизиться к пониманию основных физических процессов и механизмов, ответственных за наполнение энергичными частицами РПЗ. Поскольку результаты в этом эксперименте были получены для узкого диапазона *L*-оболочек и энергий частиц и были экстраполированы на весь радиационный пояс, то, естественно, такая экстраполяция нуждалась в дополнительной проверке на других *L*-оболочках и в других диапазонах энергий.

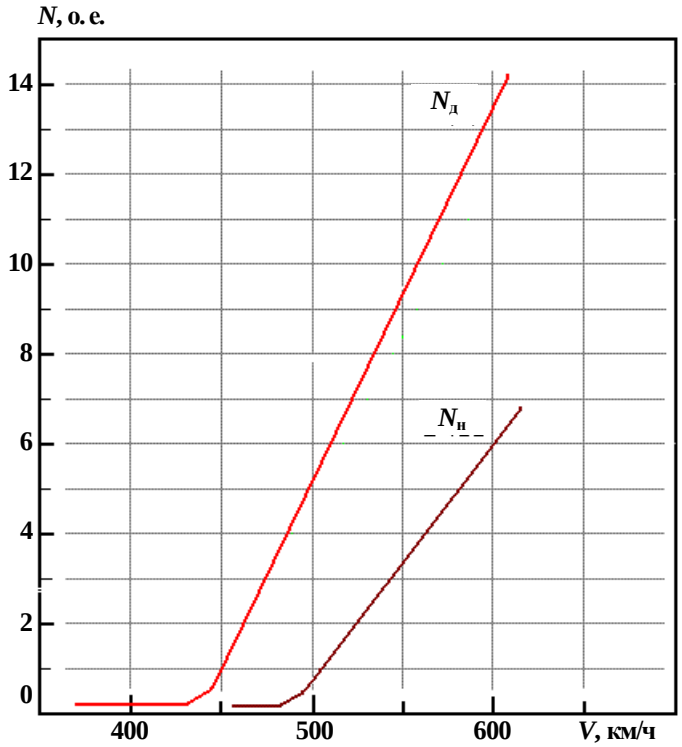


Рис. 30. Зависимость интенсивности потока релятивистских электронов на дневной $N_д$ и ночной $N_н$ стороне геостационарной орбиты от величины скорости плазмы солнечного ветра V вблизи магнитосферы Земли. Графики построены для события, которое наблюдалось с 25 по 30 ноября 1978 г. [16]

Такую проверку выполнили сразу несколько групп исследователей. Результаты, полученные этими исследователями, полностью подтвердили вывод об определяющей роли радиальной диффузии в формировании радиационного пояса. Так, в работах [133, 134] на основании эксперимента на орбитальном космическом комплексе «Союз-7 – Союз-Т13 – Космос-1669» с помощью сцинтилляционного времяпролетного магнитного спектрометра «Мария» показано, что в радиационном поясе поток электронов с энергией больше 30 МэВ в несколько раз превосходит поток позитронов тех же энергий. В то же время поток позитронов под радиационным поясом не меньше потока электронов. В этих работах приведены экспериментальные данные о том, что радиационный пояс состоит в основном из электронов, а не из позитронов, и следовательно механизмы генерации электронов, предложенные в работах [35, 36], для радиационного пояса не являются основными. Исходя из экспериментальных данных, механизм заполнения релятивистскими электронами РПЗ не должен быть импульсным и должен сильно зависеть от величины и продолжительности всплеска скорости солнечного ветра. Исследования динамики электронов в широком диапазоне L-оболочек были выполнены сотрудниками НИИЯФ МГУ [135]. Полученные

ими экспериментальные данные подтвердили выводы, сделанные сотрудниками ИКФИА СО РАН по данным КА «Радуга» об определяющей роли скорости солнечного ветра в динамике частиц РПЗ [12, 110].

Зависимость интенсивности потока релятивистских электронов на ГСО от величины скорости солнечного ветра. На коротком временном интервале интегральный энергетический спектр потока электронов на ГСО можно представить в виде

$$F(>E) \approx \Psi(>E, K_p, \vec{\mathrm{B}}, \rho, L)V,$$

где V – скорость солнечного ветра; Ψ – коэффициент связи между интегральным потоком релятивистских электронов на заданной L-оболочке в области магнитного экватора и скоростью потока плазмы солнечного ветра вблизи магнитосферы Земли; $\vec{B}$ – вектор напряженности межпланетного магнитного поля; p – плотность плазмы солнечного ветра.

Значение коэффициента связи для конкретного события можно определить экспериментальным путем. Из данных, приведенных на рис. 30, для события, которое наблюдалось с 25 по 30 ноября 1978 г., следует, что при изменении скорости солнечного ветра от 500 до 600 км/с коэффициент связи приблизительно равен 0,083 на дневной стороне ГСО, а на ночной приблизительно 0,053.

Проникающая способность частиц космических лучей на геостационарной орбите. В отличие от орбит КА ГЛОНАСС и КА «Метеор» [136, 137], геостационарная орбита КА расположена в плоскости географического экватора на расстоянии около 36 тыс. км от поверхности Земли в области внешнего РПЗ. Это соответствует магнитной оболочке $L \approx 6{,}6$. Потоки частиц в области ГСО подвержены как регулярным, так и нерегулярным изменениям. Фактически вся динамика частиц внешнего радиационного пояса контролируется состоянием межпланетной среды. При этом особую роль в наполнении релятивистскими электронами внешнего РПЗ играют рекуррентные высокоскоростные потоки плазмы солнечного ветра. В отличие от вспышечных потоков рекуррентные потоки солнечного ветра всегда сопровождаются более сильными и продолжительными возрастаниями потоков релятивистских электронов во внешнем радиационном поясе.

Солнечные вспышки космических лучей, высокоскоростные вспышечные потоки плазмы на орбите Земли и рекуррентные высокоскоростные потоки плазмы солнечного ветра принято связывать с проявлением солнечной активности. На ГСО наблюдаются потоки электронов РПЗ с энергией до 6 МэВ и протонов РПЗ с энергией до 2 МэВ. Алюминиевая пластинка толщиной 0,01 г/см² практически полностью поглощает все протоны РПЗ на ГСО. По этой причине, также как и на орбите КА ГЛОНАСС, потоками протонов РПЗ можно полностью пренебречь [136]. В отсутствие солнечных вспышек основной вклад в поглощенную дозу на ГСО будут давать высокоэнергичные электроны РПЗ и их тормозное излучение. Для оценки пробега электронов с

энергией E от 1 до 10 МэВ в алюминии можно воспользоваться приближенным выражением $X \approx E/2$, где X в г/см^2, а величина E в МэВ. Поскольку массовая длина в 1 г/ см² алюминия соответствует длине около 4 мм (более точно 3,7 мм), то пробег электрона с энергией 6 МэВ, согласно вышеприведенной оценке, будет составлять 3 г/см^2 или около 12 мм алюминия. Пластина из алюминия толщиной в 12 мм на ГСО полностью поглощает все потоки заряженных частиц РПЗ, но остаются потоки тормозного излучения от электронов, потоки высокоэнергичных частиц ГКЛ и СКЛ. Заметим, что потоками протонов ГКЛ при расчете дозы радиации на ГСО из-за их очень низкой интенсивности практически всегда пренебрегают.

Суточные и 27-дневные вариации интенсивности потоков ионизирующих излучений на геостационарной орбите. На ГСО наблюдаются периодические вариации интенсивности ионизирующих излучений, связанные с рекуррентными высокоскоростными потоками солнечного ветра, и непериодические, связанные с солнечными вспышками. При этом интенсивность релятивистских электронов на ГСО может изменяться в течение нескольких суток более чем в десять раз, и почти во столько же раз будет изменяться мощность радиационной дозы, получаемой космической аппаратурой. На одном и том же расстоянии от Земли в плоскости геомагнитного экватора напряженность поля на дневной стороне магнитосферы выше, чем на ночной стороне. Во временном ходе интенсивности потока электронов наблюдаются регулярные вариации с периодом 24 ч. Эти вариации устойчиво регистрируются в спокойные периоды, при низкой интенсивности потока частиц, и во время всплесков интенсивности их потоков. Колебания с этим периодом связаны с тем, что геомагнитное поле на высотах геостационарных спутников ($L \approx 6{,}6$) существенно отличается от дипольного из-за деформации его потоками плазмы солнечного ветра.

На рис. 31 приведены результаты измерения напряженности геомагнитного поля в плоскости экватора [138]. Магнитное поле деформировано таким образом, что дрейфовые оболочки приближаются к Земле на ночной стороне магнитосферы и удаляются от Земли на дневной стороне.

Геостационарный спутник (ГС), имея круговую орбиту, в течение одного оборота (24 ч) пересекает различные дрейфовые оболочки. Вследствие этого возникают вариации потока частиц (регистрируемых со спутника) с максимумом на дневной стороне магнитосферы. Если бы спутник двигался точно по дрейфовой оболочке, то суточная вариация интенсивности потока частиц 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 рис. 32 показан суточный ход интенсивности потоков электронов на трех космических аппаратах во время всплеска интенсивности электронов. Вертикальными штрихами отмечен местный полдень для каждого аппарата.

Всплеску интенсивности потока электронов в период с 16 по 20 февраля 1978 г. предшествовала магнитная буря с внезапным началом 14 февраля 1978 г. (см. Solar-Geophysical Data, 1977 – 1978 гг.). Поглощенную дозу радиации

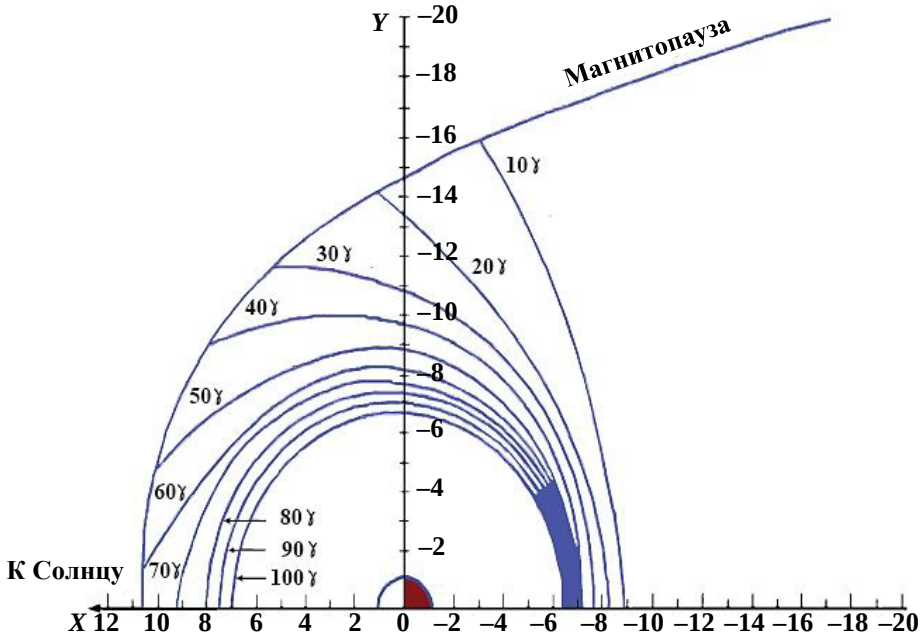


Рис. 31. Эквипотенциальные линии магнитного поля в плоскости геомагнитного экватора [138]

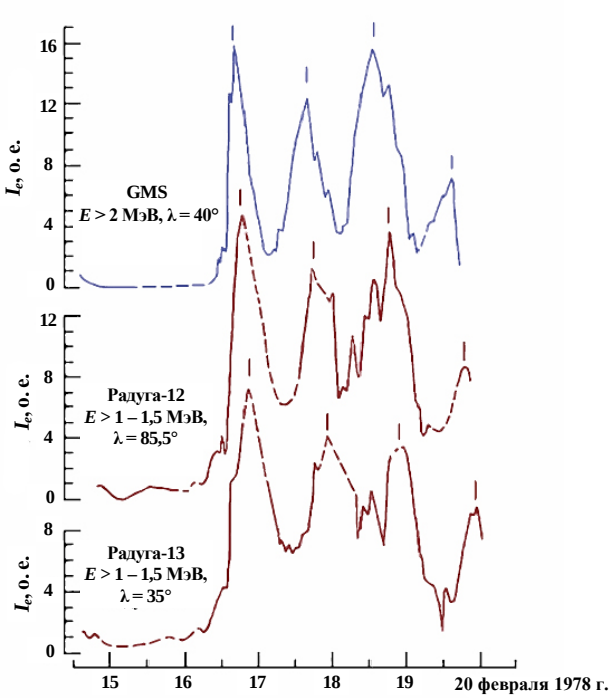


Рис. 32. Суточные вариации интенсивности потоков релятивистских электронов на ГСО [110; 139]

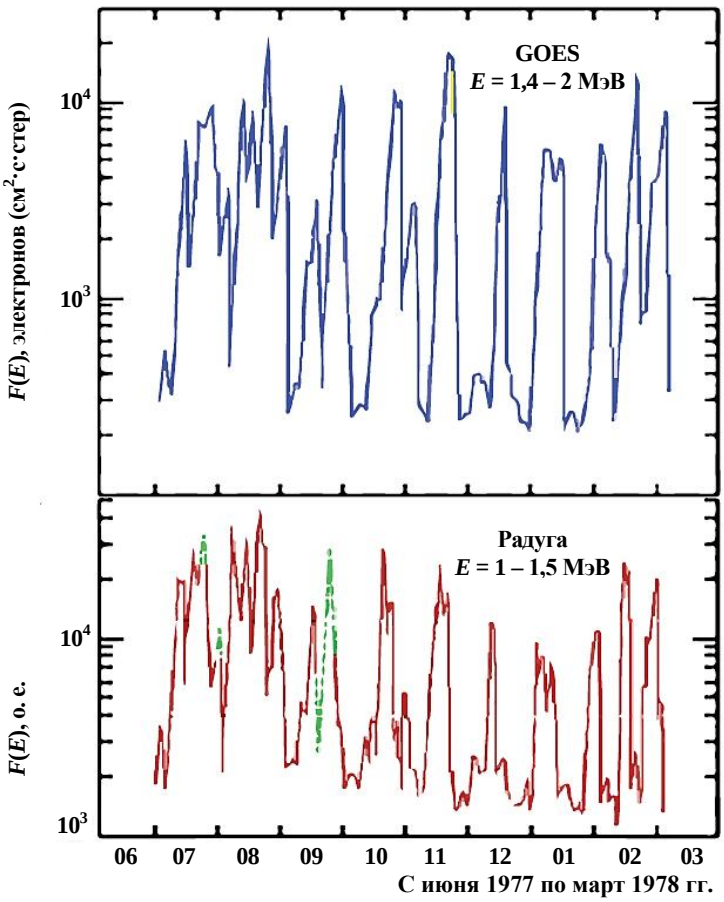


Рис. 33. Динамика интенсивности потоков релятивистских электронов на ГСО. Верхняя кривая – данные ГС «GOES» (Baker и др. [140]); нижняя кривая – данные ГС «Радуга» [111]

аппаратура и материалы конструкции КА получают не постепенно, а импульсами. Воздействие интенсивности потоков электронов РПЗ на геостационарный КА на дневной стороне орбиты гораздо сильнее, чем на ночной стороне. Импульсы радиации следуют с разной периодичностью и имеют разную длительность воздействия КА.

На рис. 33 показано изменение среднесуточных значений интенсивности потоков релятивистских электронов, зарегистрированных на двух КА за период с июня 1977 по март 1978 гг.

На ГСО наблюдаются периодические вариации интенсивности ионизирующих излучений, связанные с рекуррентными высокоскоростными потоками солнечного ветра, и непериодические, связанные с солнечными вспышками. Интенсивность потока релятивистских электронов на ГСО может изменяться в течение нескольких суток более чем в десять раз, и почти во столько же раз будет изменяться мощность радиационной дозы, получаемой аппаратурой КА.

Периодические изменения мощности поглощенной дозы радиации на ГСО. Для оценки мощности поглощенной дозы радиации нам необходимо сделать оценку удельной поглощенной дозы. Результаты оценки удельной поглощенной дозы в кремнии от электронов после прохождения через экран из алюминия приведены на рис. 34 и 35. Начальная энергия электронов 2, 5 и 7 МэВ, толщина защитного экрана изменялась с шагом 1 мм (рис. 34). При уменьшении энергии электрона до 0,1 МэВ считалось, что вся оставшаяся энергия электрона выделяется в текущем слое вещества. Начальная энергия протонов 30, 70, 90 и 120 МэВ, толщина защитного экрана изменялась с шагом 1 мм (рис. 35). При уменьшении энергии протона до 1 МэВ считалось, что вся оставшаяся энергия протона выделяется в текущем слое вещества. На рис. 36 приведены значения удельной поглощенной дозы в кремнии для альфа-частиц, протонов, электронов, нейтронов, фотонов в диапазоне энергии частиц от 0,1 до 1000 МэВ [141].

На рис. 33 показано, что поток релятивистских электронов на ГСО имеет импульсный характер. Импульсы появляются с периодами близкими к периоду вращения Солнца. Импульсный характер имеет и мощность дозы радиации, фактически он повторяет временной профиль интенсивности потока электронов. Для оценки поглощенной дозы радиации достаточно знать дифференциальный энергетический спектр частиц и зависимость удельной поглощенной дозы частиц от энергии.

Для оценки поглощенной дозы D в телесном угле 4π за время t от релятивистских электронов на ГСО, можно использовать выражение

$$D = 4\pi t \int_{E}^{\infty} k\left(E\right) F(E) dE \approx 4\pi t k F(>E),$$

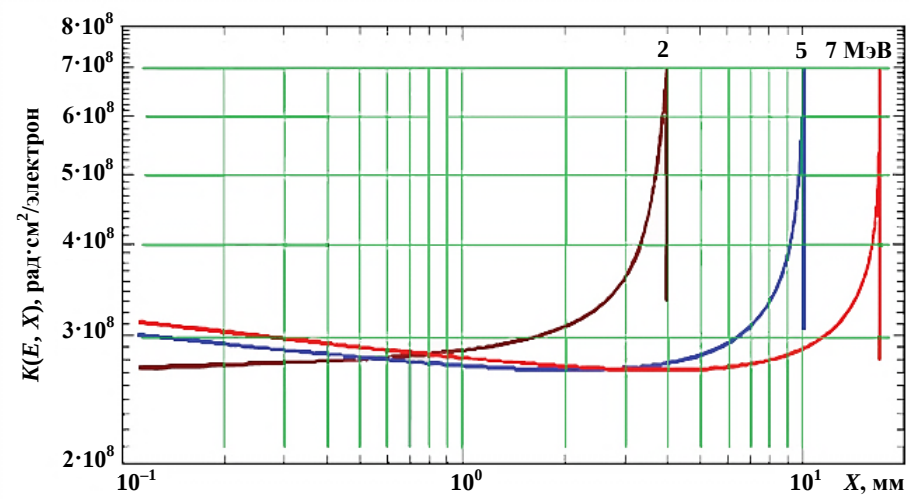


Рис. 34. Оценка удельной поглощенной дозы в кремнии от электронов после прохождения через экран из алюминия. Начальная энергия электронов 2, 5 и 7 МэВ, толщина защитного экрана *X*(Al)

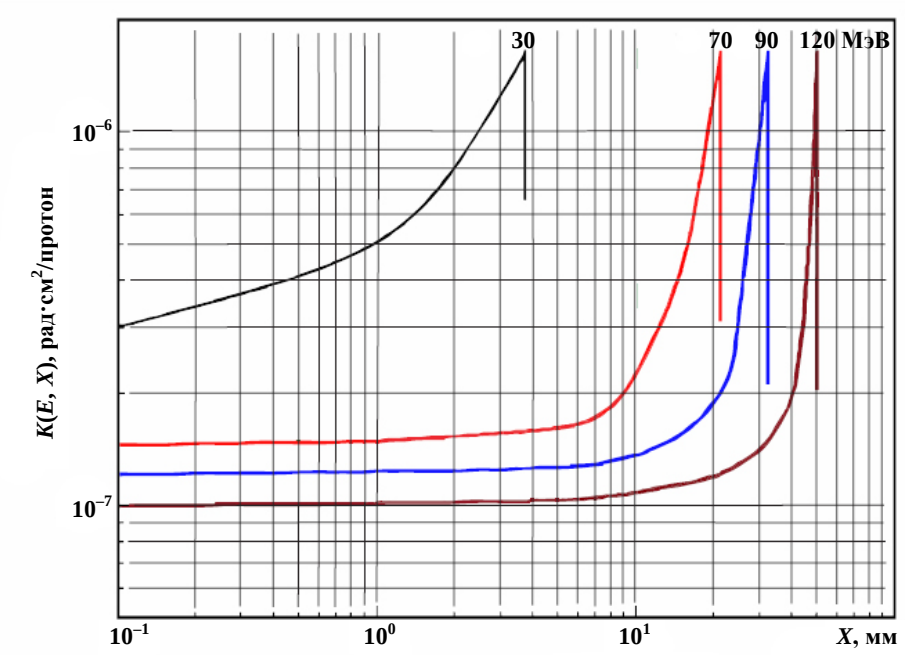


Рис. 35. Оценка удельной поглощенной дозы в кремнии от протонов после прохождения через экран из алюминия. Начальная энергия протонов 30, 70, 90 и 120 МэВ, толщина защитного экрана *X*(Al)

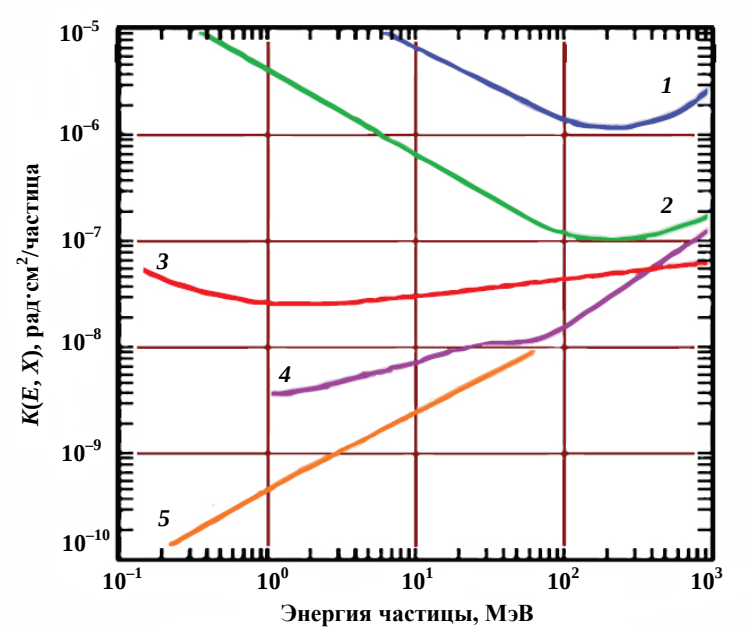


Рис. 36. Коэффициенты перехода от потока частиц к поглощенной дозе (удельная поглощенная доза) в кремнии: *1* – альфа-частицы; *2* – протоны; *3* – электроны; *4* – нейтроны; *5* – фотоны [141]

где k – функция, описывающая зависимость коэффициента перехода от потока электронов с энергией E к поглощенной дозе (Хаффнер [141]); F – дифференциальный спектр электронов; $F(>E)$ – интегральный спектр электронов. В диапазоне энергий от 2 до 6 МэВ функция k слабо зависит от энергии электронов и, при грубой оценке, может быть заменена константой $k \approx 3{,}5 \cdot 10^{-8}$ рад·см^2/частиц. Единица дозы радиации 1 рад = 100 эрг/г.

Для данных, приведенных на рис. 33, среднее значение потока электронов $F(>2$ МэВ$) \approx 2 \cdot 10^3$ частиц/(см$^2 \cdot$с$\cdot$стер), значение поглощенной дозы радиации от этих электронов за год на ГСО будет составлять около 28 000 рад в угле 4π стерадиан. Поскольку для расчета дозы радиации мы брали интегральный поток электронов $F(>2$ МэВ), который проходит пластинку из алюминия толщиной 1 г/см^2, и все электроны меньших энергий отсекаются, то полученную оценку следует рассматривать как значение поглощенной дозы за экраном в 1 г/см^2 алюминия.

Необходимые условия для возрастания интенсивности потока релятивистских электронов на ГСО. Анализ экспериментальных данных с КА «Радуга-12» и КА «Радуга-13» за период с 1977 по 1979 гг. показал, что всем возрастаниям интенсивности потока релятивистских электронов предшествовало возрастание скорости солнечного ветра. При возрастании скорости солнечного ветра до величины более 450 км/с вблизи магнитосферы Земли на ГСО практически всегда наблюдалось возрастание интенсивности потока релятивистских электронов. За время наблюдения с 1977 по 1979 гг. за возрастаниями интенсивности потока релятивистских электронов в отсутствии потоков частиц СКЛ не было ни одного случая, когда бы возрастанию интенсивности потока релятивистских электронов на ГСО не предшествовало бы возрастание скорости солнечного ветра вблизи магнитосферы Земли. Это является основанием утверждать, что в отсутствии электронов СКЛ возрастание скорости солнечного ветра является необходимым условием для возрастания интенсивности потока релятивистских электронов во внешнем РПЗ.

6. Радиальная и питч-угловая диффузия энергичных частиц в магнитосфере Земли

Время диффузии частиц с границы магнитосферы до ГСО. Радиальная диффузия электронов во внешнем РПЗ определяется степенью возмущенности геомагнитного поля в низкочастотной области спектра в диапазоне $10^{-3} - 10^{-2}$ Гц, т. е. в области дрейфовых частот. За возмущения магнитного поля ответственны токи порядка миллионов ампер, текущие в магнитосфере Земли и на ее границе. Одной из характеристик возмущенности геомагнитного поля в низкочастотной области спектра является значение K_p – индекса геомагнитной активности.

На рис. 37 приведен пример изменения K_p с 25 по 27 ноября 1978 г., $K_p \leq 3$ соответствует спокойному магнитному полю Земли; $5 > K_p > 3$ соответствует возмущенному магнитному полю; $K_p \geq 5$ соответствует магнитной буре.

Уравнение радиальной диффузии частиц в магнитном поле, при условии сохранения первого и второго адиабатических инвариантов, формально можно записать в виде [142]:

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

где f – функция распределения (плотность в фазовом пространстве) частиц данного сорта с фиксированными значениями μ (первого) и £ (второго) адиабатического инварианта; S – интенсивность источника частиц; Z – интенсивность стока (потерь) частиц.

Функция распределения $f(\mu, £, L)$ связана непосредственно с измеряемым потоком $j(E, \theta, L)$ частиц с энергией E, питч-углом θ на оболочке L:

$$f(\mu, £, L) \approx j(E, \theta, L)/P^2,$$

где P – импульс частицы.

Характерное время потерь $T_Z \approx f(\mu, £, L)/Z$.

Условие $T_D \approx T_Z$ дает оценку границы между областью существенных потерь и областью, в которой преобладает радиальная диффузия.

В случае степенной аппроксимации можно записать

$$D_{LL} \approx D_m L^n.$$

Предположим, что $D_m \approx 10^{m-n}$; $n = 10$.

Для согласования с данными наблюдений динамики потоков релятивистских электронов на ГСО допустим, что

$$m = \left(0,4 + 0,047 \sum_{\text{за 12 ч}} K_p\right).$$

Время диффузии до заданной L-оболочки определим как [14]:

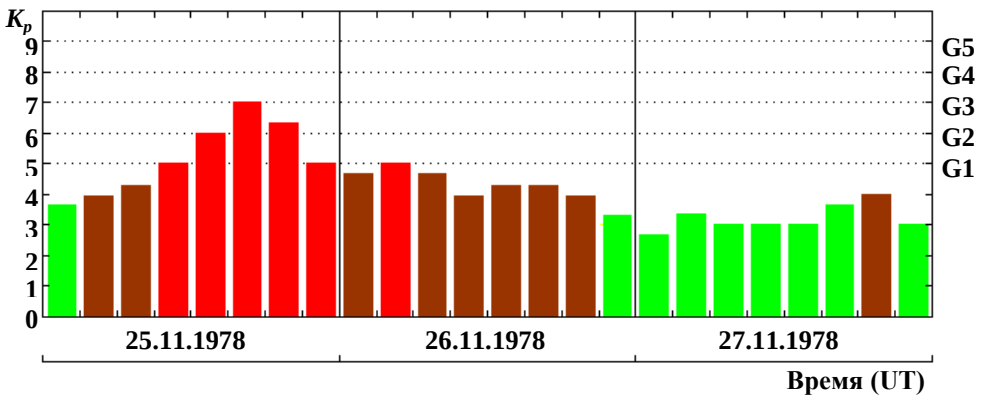


Рис. 37. Пример изменений трехчасовых значений K_p в период с 25 по 27 ноября 1978 г. : ■ – магнитосфера спокойная; ■ – магнитосфера возбужденная; ■ – магнитная буря; G1 – слабая буря; G2 – средняя буря; G3 – сильная буря; G4 – очень сильная буря; G5 – экстремально сильная буря

$$T_D \text{ (сутки)} \approx \gamma L^2/D_{LL}.$$

В нашем случае

$$T_D \text{ (сутки)} \approx \gamma L^2/D_{LL} \approx \gamma L^{2-n}10^{n-m},$$

где $\gamma = 8{,}3\cdot10^{-3}$.

Для $L = 6{,}6$ время задержки максимума потока электронов от максимума скорости солнечного ветра

$$T_D \text{ (сутки)} \approx \beta\cdot10^{-m},$$

где $\beta = 23{,}05$.

Для события, которое наблюдалось в период с 25 по 29 ноября 1978 г., за первую половину 27 ноября, т. е. в начале спада скорости солнечного ветра (см. рис. 29 и 37), за 12 ч $K_p = 12$.

Соответственно рассчитанное время диффузии электронов с границы магнитосферы до ГСО $T_D = 2{,}5$ суток, что согласуется с наблюдаемой задержкой максимума потока релятивистских электронов на ГСО от максимума скорости солнечного ветра (см. рис. 38) равной 2,5 суток.

Для события, которое наблюдалось с 28 по 30 августа 1978 г., за первую половину 29 августа, т. е. в начале спада скорости солнечного ветра, за 12 ч $K_p = 20{,}8$. Соответственно рассчитанное время диффузии электронов с границы магнитосферы до ГСО $T_D = 1{,}3$ суток, что согласуется с наблюдаемой задержкой максимума потока релятивистских электронов на ГСО от максимума скорости солнечного ветра [111] равной 1,25 суток.

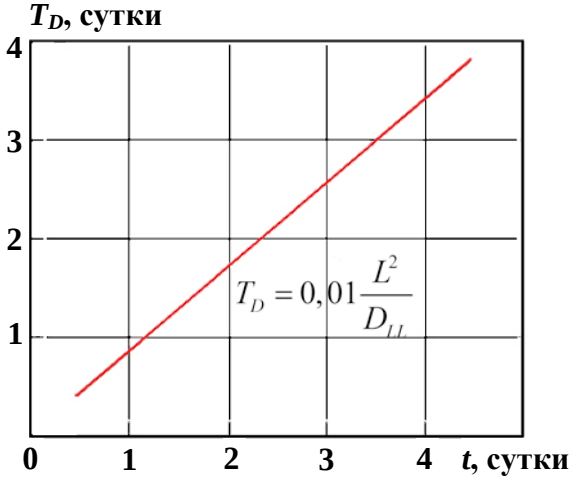


Рис. 38. Реальное время задержки *t* максимума потока релятивистских электронов на ГСО от максимума скорости солнечного ветра вблизи магнитосферы Земли и расчетное время диффузии релятивистских электронов с границ магнитосферы до ГСО для разных событий [113]

Радиальная диффузия частиц и диффузия частиц по питч-углам обеспечивают изменения интенсивности потока частиц на заданной *L*-оболочке. Между этими видами диффузии имеется существенная разница. Радиальная диффузия и диффузия по энергиям являются источником энергичных частиц. Питч-угловая диффузия обеспечивает убегание (сброс) частиц вдоль *L*-оболочки в ионосферу.

Взаимодействие высокоэнергичных электронов на ГСО с низкочастотными электромагнитными волнами. Столкновение частиц и их взаимодействие с низкочастотными электромагнитными волнами (альфвеновские и свистовые волны, КНЧ – ОНЧ шумы 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-углам и по пространству. На $L = 6{,}6$ основной причиной питч-угловой диффузии высокоэнергичных электронов является их рассеяние на электромагнитных волнах. Условие Доплера для эффективного взаимодействия между волнами с частотой $\omega_В$ и частицами с ларморовской частотой $\omega_Л$ записывается в виде:

$$\omega_B - k_{\|} v_{\|} = n\omega_Л,$$

где k и v – волновой вектор и скорость частиц. В случае циклотронных резонансов на отдельных гармониках доплер (сдвинутая частота волн) равен гармонике ларморовской частоты частицы с определенным $n = +1, +2, +3, \ldots$, а для резонанса Ландау ($n = 0$) параллельная магнитному полю фазовая скорость волны $v\| = \omega_B / k\|$. Все резонансы, кроме резонанса Ландау, приводят к диффузии частиц в конусе 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 $\omega_B << \omega_Л$, резонансная параллельная скорость для каждого циклотронного резонанса на гармониках $v_{\|n} = n\omega_Л / k_{\|}$, а для резонанса Ландау $v_{\|o} = (\omega_B / k_{\|}) << v_{\|n}$. Наиболее важным резонансом при рассеянии частиц на электромагнитных волнах является резонанс на первой гармонике $n = 1$.

В случае анизотропного распределения высокоэнергичных электронов в магнитном поле развиваются неустойчивости, стремящиеся уменьшить степень анизотропии. Данный процесс сопровождается интенсивной генерацией электронами электромагнитных волн. Между потоками высокоэнергичных электронов и интенсивностью электромагнитных волн непрерывно устанавливается и нарушается динамическое равновесие, электроны сами формируют рассеивающую их среду. Раскачка электромагнитных волн в РПЗ определяется электронами с таким распределением по скоростям, что в системе координат этих электронов частота электромагнитной волны вследствие эффекта Доплера равна циклотронной частоте электронов. Такие электроны могут эффективно обмениваться энергией с волной. Часть электронов передает свою энергию волнам, часть электронов получает энергию от волн. Результатом такого обмена энергиями является уменьшение степени анизотропии функции распределения электронов по скоростям.

Питч-угловая диффузия частиц на ГСО. Диффузия частиц по питч-углам приводит к нарушению первых двух адиабатических инвариантов. Частицы РПЗ с экваториальными питч-углами близкими к 0 и 180º сталкиваются с атомами атмосферы ($h \sim 100$ км над Землей) и вследствие этих столкновений теряют свою энергию на ионизацию, покидая область РПЗ. О таких частицах говорят, что они находятся в конусе потерь, определенным для геомагнитной ловушки пробочным отношением $\sigma = B(\lambda)/B_0 >> 1$, где B_0 – экваториальное магнитное поле на данной L-оболочке; $B(\lambda)$ – величина магнитного поля у основания силовой линии на широте λ, где происходит «гибель» частицы в ионосфере. Напряженность магнитного поля на заданной L-оболочке в области экватора $B_0 \approx 0{,}316/L^3$ Гс (1 Гс = 10^5 нТл).

Напряженность магнитного поля, где силовая линия погружается в атмосферу на широте λ, при условии, что поле дипольное, вычисляется как $B(\lambda) \approx B_0[4 - 3\cos^2(\lambda)]^{1/2}/\cos^6(\lambda) \approx B_0 L^3[4 - 3/L]^{1/2}$. Для преобразования мы использовали зависимость геомагнитной широты от номера L-оболочки [85], где силовая линия поля погружается в атмосферу, $\cos^2(\lambda) \approx 1/L$. После преобразования запишем пробочное отношение в виде $\sigma \approx L^3[4 - 3/L]^{1/2}$. Максимальное значение питч-угла частицы в области магнитного экватора, при котором частица уже попадает в конус потерь (критический питч-угол), $\alpha = \arcsin(1/\sigma)^{1/2}$. Для ГСО на оболочке $L \approx 6{,}6$ критический питч-угол равняется 2,5 град, соответственно, конус потерь в области магнитного экватора $2\alpha = 5$ град. Интенсивность потока частиц в РПЗ и его пространственное распределение регулируются балансом между потерями и источниками частиц.

Теоретические вычисления углового распределения захваченных и высыпающихся электронов обычно основаны на решении уравнения диффузии с заданными коэффициентами диффузии и граничными условиями. Эти решения были получены усреднением уравнения питч-угловой диффузии по баунс-периодам 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. Формально уравнение питч-угловой диффузии частиц можно записать в виде [85]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_l = \frac{1}{\sin\alpha}\frac{\partial}{\partial\alpha}\left[D_{\alpha\alpha}\sin\alpha\frac{\partial f}{\partial\alpha}\right] + S - Z.$$

Это уравнение описывает эволюцию локальной функции распределения в результате процессов питч-углового рассеяния, которое определяет коэффициент диффузии

$$D_{\alpha\alpha} = \left\langle \Delta\alpha^2 \right\rangle / (2\Delta t).$$

Изменениями энергии частиц при их рассеянии пренебрегаем. Функция распределения f – плотность частиц в фазовом пространстве; α – питч-угол;

t – время; l – пространственная координата, равная расстоянию вдоль магнитной силовой линии от экватора до частицы. Изменение функции распределения с удалением частицы от геомагнитного экватора учитывается членом $(\partial f/\partial t)_l$. Коэффициент диффузии $D_{\alpha\alpha}$ является функцией α, l и энергии частицы. Как и в уравнении радиальной диффузии, в данном уравнении S описывает источник частиц, а Z – потери. Коэффициенты питч-угловой диффузии, также как и радиальной диффузии, зависят от уровня геомагнитной активности. В отличие от радиальной диффузии коэффициенты питч-угловой диффузии увеличиваются с уменьшением энергии частиц. Для ГСО это является одной из причин наблюдаемого смягчения энергетического спектра частиц в конусе потерь. Другой причиной, вероятно, является взаимодействие частиц РПЗ с атомами атмосферы и преимущественным рассеянием назад (в конус потерь) частиц малых энергий.

7. Потери энергии частиц космических лучей в веществе

Удельные ионизационные потери частиц в веществе. На рис. 39 показана зависимость удельных ионизационных потерь от кинетической энергии частицы. В диапазоне энергий, отмеченных цифрой I на рис. 39, для частиц с зарядом $Z > 1$ значительный вклад дает эффект перезарядки; в диапазоне энергий II потери энергии частицы зависят обратно пропорционально от квадрата скорости частицы; в диапазоне энергий III наблюдается возрастание ионизационных потерь из-за релятивистских эффектов; в диапазоне энергий IV рост ионизационных потерь замедляется из-за эффекта поляризации среды.

Ионизационные потери заряженной частицы в веществе обладают рядом важных свойств:

– не зависят от массы частицы;

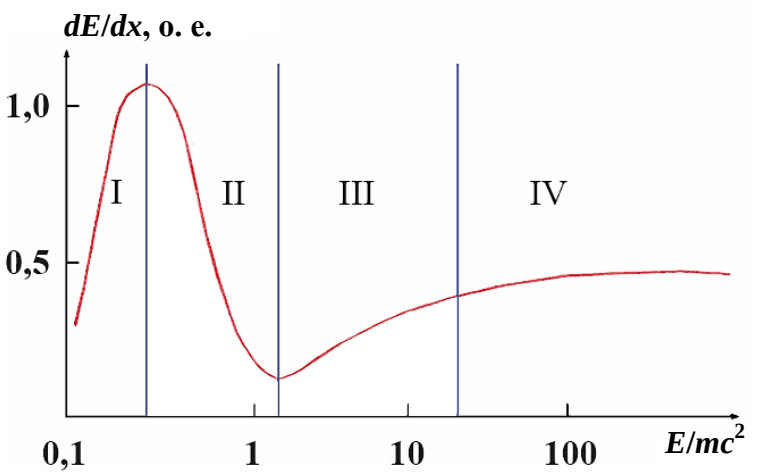


Рис. 39. Зависимость удельных ионизационных потерь энергии заряженной частицы космических лучей от её кинетической энергии. Кинетическая энергия дана в единицах энергии покоя частицы [143]

– прямо пропорционально зависят от квадрата заряда частицы;
– обратно пропорционально зависят от квадрата скорости частицы;
– прямо пропорционально зависят от плотности числа электронов вещества;
– прямо пропорционально зависят от плотности вещества.

На рис. 40 показана зависимость средних значений **линейных потерь энергии (ЛПЭ)** электрона в кремнии от его энергии. На рис. 41 показана зависимость средних значений ЛПЭ электрона в вольфраме от его энергии. При сравнении этих данных видно, что потери энергии электрона уменьшаются с увеличением атомного номера вещества экрана. На рис. 42 приведена зависимость средних значений ЛПЭ протона в кремнии от его энергии. Обратим внимание, что ионизационные потери не зависят от массы частиц. В ультрарелятивистском случае ионизационные потери у электрона и протона одинаковы и в кремнии составляет величину около 2 МэВ·см^2/г. На рис. 43 показана зависимость средних значений ЛПЭ иона Ag^{107} с начальной энергией 9,7 ГэВ и иона Fe^{56} с начальной энергией 4,7 ГэВ в кремнии от толщины защитного экрана из стали.

Ослабление потока электронов при прохождении через вещество. При описании проникающей способности электронов часто используют такие понятия, как половинный пробег $R_п$, экстраполированный пробег $R_э$ и полный пробег $R_{полн}$. Пробег электронов, при котором интенсивность исходного потока уменьшается в 2 раза, называется половинный пробег $R_п$. Все три вида этих пробегов в алюминии показаны на рис. 44 для электронов с энергией 1,75 МэВ. Экстраполированный пробег $R_э$ (г/см^2) электронов в алюминии в диапазоне энергий от 0,01 до 16 МэВ можно вычислить как:

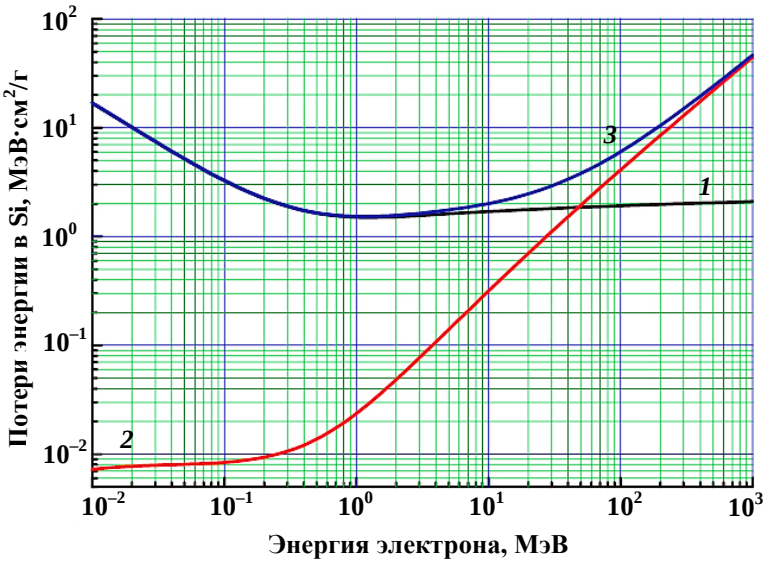


Рис. 40. Зависимость потерь энергии электрона в кремнии от энергии; *1* – ионизационные потери; 2 – радиационные потери; *3* – суммарные потери [144]

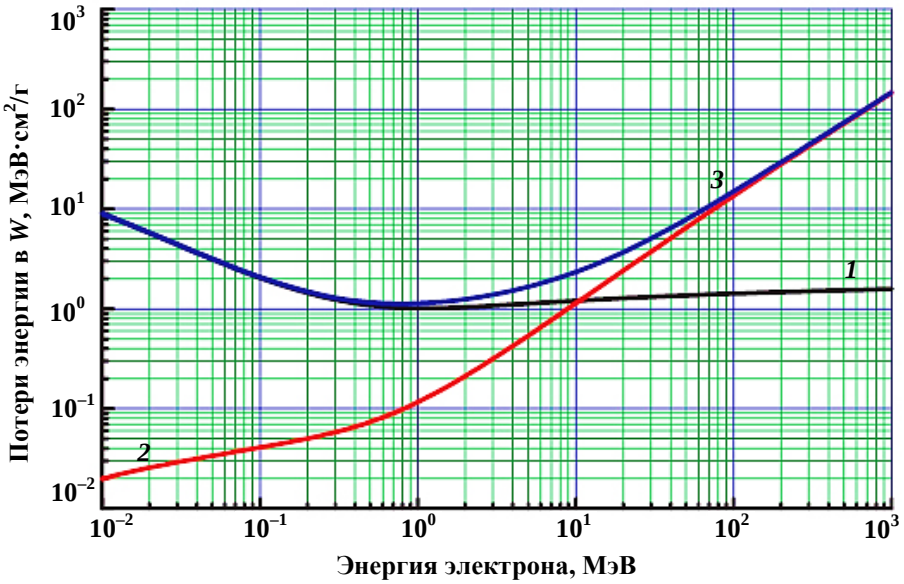


Рис. 41. Зависимость потерь энергии электрона в вольфраме от энергии; *1* – ионизационные потери; *2* – радиационные потери; *3* – суммарные потери [144]

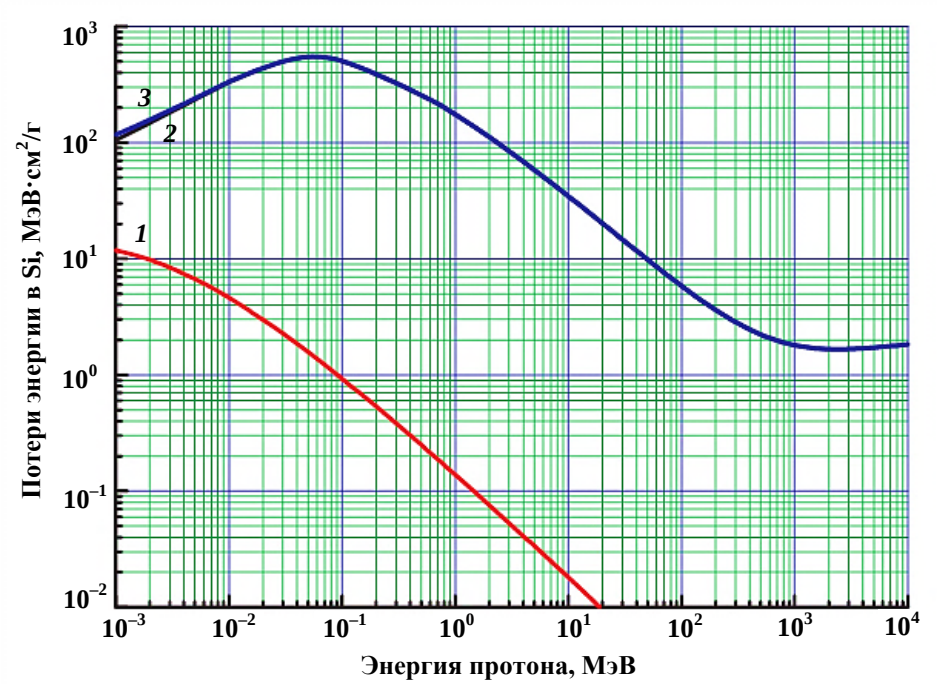


Рис. 42. Зависимость потерь энергии протона в кремнии от энергии; *1* – потери при взаимодействии с ядром атомов; *2* – ионизационные потери; *3* – суммарные потери [144]

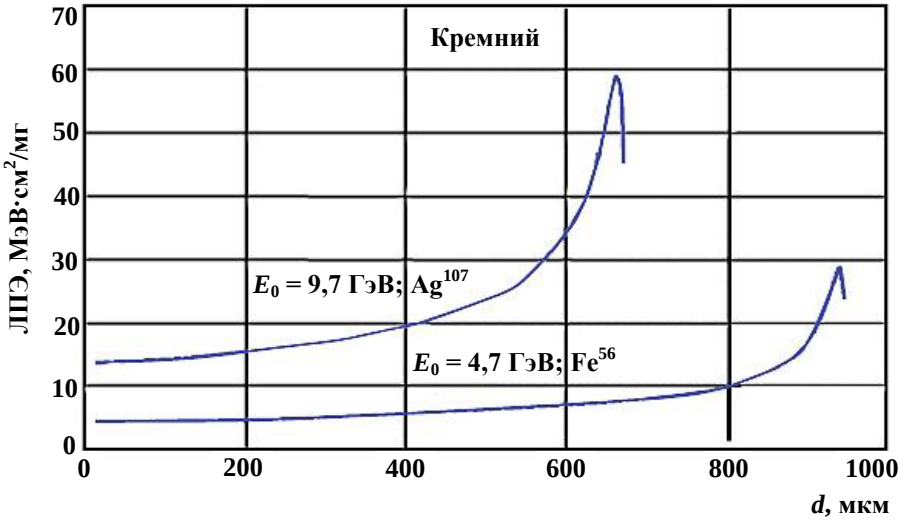


Рис. 43. Зависимость средних значений потерь энергии ионов Ag^{107} и Fe^{56} в кремнии от толщины защитного экрана из стали [145]

$R_э = kE^n$ при энергии электронов $0,01 < E < 2,5$ МэВ и $k = 0,412$, $n = 1,265 - 0,0954\ln(E)$; $R_э = 0,530E - 0,106$ при $2,5$ МэВ $< E < 16$ МэВ.

Для электронов с $E = 1,75$ МэВ пробег в алюминии половинного поглощения равен $R_п = 0,54$ г/см^2, экстраполированный пробег $R_э = 0,81$ г/см^2, полный пробег $R_{полн} = 1,058$ г/см^2.

При построении графика использовались данные экспериментальных исследований поглощения энергичных электронов в алюминиевой пластинке,

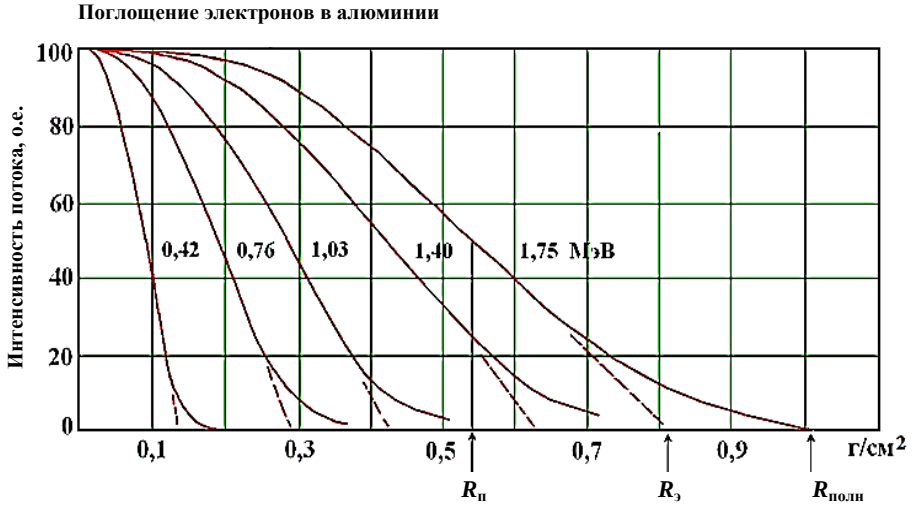


Рис. 44. Ослабление экраном из алюминия потока электронов с энергиями от 0,42 до 1,75 МэВ

приведенные в работе [146]. Значения пробега электронов, соответствующего их полному поглощению в алюминии, $R_{полн}$ вычислялись по программе ESTAR [144].

Вторичное излучение энергичных электронов. Для оценки потоков тормозного излучения от энергичных электронов можно использовать методику из работы [147]. Знание методики расчета прохождения жесткого электромагнитного излучения через вещество необходимо во многих практических задачах: расчете датчиков аппаратуры, предназначенной для регистрации ионизирующих излучений; расчете радиационной защиты; расчете дозовых нагрузок на электронные системы КА от тормозного излучения электронов космических лучей. Мощность тормозного электромагнитного излучения заряженной частицы пропорциональна квадрату ее ускорения, которое она испытывает при взаимодействии с другими частицами. По этой причине электрон (из-за своей малой массы) способен более чем в три миллиона раз эффективнее генерировать тормозное излучение, чем протон той же энергии.

Более ста лет назад Рентгеном было установлено, что интенсивность открытых им лучей растет с увеличением заряда атомов вещества мишени (вещества, в котором происходит торможение электронов) и квадрата энергии электронов.

Эта зависимость позволяет оценить суммарную энергию квантов тормозного излучения Q при прохождении через вещество одного электрона с кинетической энергией $E < 100/z$ МэВ (приближенная формула Виарда):

$$Q \approx zE^2/E_0, \text{ МэВ},$$

где z – заряд атомов вещества мишени; константа $E_0 = 1733$ МэВ для тонкой мишени, когда предполагается однократное взаимодействие электрона с атомом вещества; $E_0 = 143$ МэВ для толстой мишени с учетом многократного рассеяния электрона и при полном торможении электрона в мишени вещества; E – первичная кинетическая энергия электрона в единицах МэВ.

Если дифференциальный спектр электронов можно аппроксимировать степенной функцией вида $J = NE^{-\gamma}$, то суммарная энергия квантов тормозного излучения от потока электронов, падающих на единицу поверхности корпуса КА за единицу времени приближенно может быть определена как

$$Q \approx (z / E_0) N \int E^{2-\gamma} dE, \text{ МэВ}.$$

Спектральные характеристики тормозного излучения можно определить, используя вероятность излучения квантов электроном при его взаимодействии с атомами вещества мишени. Если мишень настолько тонкая, что изменением первичной энергии электрона при пролете мишени можно пренебречь, то оценить спектральные характеристики излучения можно с помощью простейших вычислений, используя вероятность излучения электроном с энергией E кванта с энергией E_γ в веществе мишени с атомным номером z:

$$dW(E, E_\gamma, z) = (x/t_0)(dE_\gamma/E_\gamma)f(E, E_\gamma, z),$$

где x – толщина пластины; t_0 – радиационная единица длины (на пути в одну радиационную единицу энергия электрона за счет тормозного излучения убывает в e раз); $f(E, E_\gamma, z)$ – некоторая функция, значение которой медленно меняется для релятивистских электронов вблизи единицы [148]. Энергия квантов, излучаемая релятивистским электроном в интервале от $E_{\gamma 1}$ до $E_{\gamma 2}$, может быть определена как

$$(E_\gamma)_{\text{излуч}} = \int_{E_{\gamma 1}}^{E_{\gamma 2}} E_\gamma dW(E, E_\gamma, z_0) = (x/t)\int_{E_{\gamma 1}}^{E_{\gamma 2}} f(E, E_\gamma, z)dE.$$

Заметим, что $(E_\gamma)_{\text{излуч}}$ не зависит от энергии излучаемых квантов.

Поскольку при высоких энергиях функция $f(E, E_\gamma, z) \approx 1$ и меняется достаточно медленно, то

$$(E_\gamma)_{\text{излуч}} = (x/t_0)f(E, E_{\gamma 12}, z)(E_{\gamma 2} - E_{\gamma 1}) \approx (x/t_0)(E_{\gamma 2} - E_{\gamma 1}),$$

где $E_{\gamma 12} = (E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2})/2$, следовательно, число квантов в интервале энергий от $E_{\gamma 1}$ до $E_{\gamma 2}$

$$N_\gamma(E, E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2}) \approx (E_\gamma)_{\text{излуч}}/E_{\gamma 12} \approx (x/t_0)(E_{\gamma 2} - E_{\gamma 1})/E_{\gamma 12}.$$

Этот же алгоритм с небольшой модификацией применим и в случае с толстой мишенью. Толстую мишень разбивают на множество тонких слоев. Энергию электрона внутри каждого слоя считают постоянной, изменение энергии происходит лишь при переходе электрона из одного слоя в другой. Находят число квантов тормозного излучения в различных интервалах энергии в каждом слое, а затем число квантов от всех слоев в соответствующих интервалах энергии суммируют. При такой методике расчета многое не учитывается, и поэтому точность невелика, но в некоторых случаях в качестве грубой оценки бывает вполне достаточной.

Особенности генерации квантов тормозного излучения. Заметим, что вероятность излучения кванта обратно пропорциональна его энергии:

$$dW(E, E_\gamma, z) \sim dE_\gamma/E_\gamma.$$

Это значит, что в спектре излучения при уменьшении энергии квантов их число неограниченно возрастает, но суммарная энергия, передаваемая квантам с энергиями в интервале от E_γ до $E_\gamma + dE_\gamma$, остается величиной постоянной и не зависит от энергии излучаемых квантов E_γ:

$$\left(E_\gamma\right)_{\text{излуч}} = \int_{E_{\gamma 1}}^{E_{\gamma 2}} E_\gamma dW\left(E, E_\gamma, z\right) \sim \int_{E_{\gamma 1}}^{E_{\gamma 2}} dE_\gamma.$$

Например, возьмем моноэнергетический пучок электронов с энергиями E. Эти электроны на генерацию квантов тормозного излучения в диапазоне энергии от 0 до $E/2$ затратят столько же своей энергии, сколько они затратят на генерацию квантов в диапазоне энергии от $E/2$ до E.

Обратим внимание еще на одну особенность тормозного излучения. В отличие от процесса ионизации, при котором энергия может передаваться от электрона только мелкими порциями и полностью тратиться на нагрев вещества, при тормозном излучении электрон может передать кванту значительную часть своей энергии, более того, в некоторых случаях способен передать почти всю свою кинетическую энергию кванту тормозного излучения. Получается так, как будто электрон, встретив препятствие, «перегружает» с себя энергию на фотоны, и те, обладая большей проникающей способностью, более успешно переносят ее дальше. Двигаясь через вещество, фотоны могут «сбросить» с себя энергию на отдельные электроны, либо создать электронно-позитронную пару и передать им всю свою энергию. В этом процессе энергия полностью не переходит в тепло, она компактно распространяется из одной точки пространства в другую и при этом может менять своего носителя (свой транспорт).

Пробеги заряженных частиц в веществе. На рис. 45 показана зависимость полного пробега протона в железе и алюминии от энергии. При энергии протона меньше 10 МэВ пробег протона в алюминии существенно меньше, чем в железе.

На рис. 46 показана зависимость полного пробега электрона в железе и алюминии от энергии. При энергии электрона меньше 10 МэВ пробег электрона в алюминии меньше, чем в железе. Поскольку в околоземном космическом пространстве основная масса электронов существенно меньше 10 МэВ,

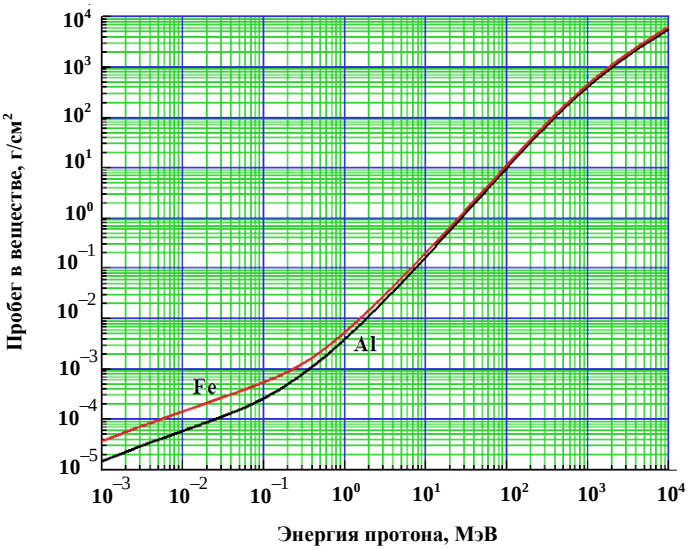


Рис. 45. Зависимость полного пробега протона в железе и алюминии от энергии [144]

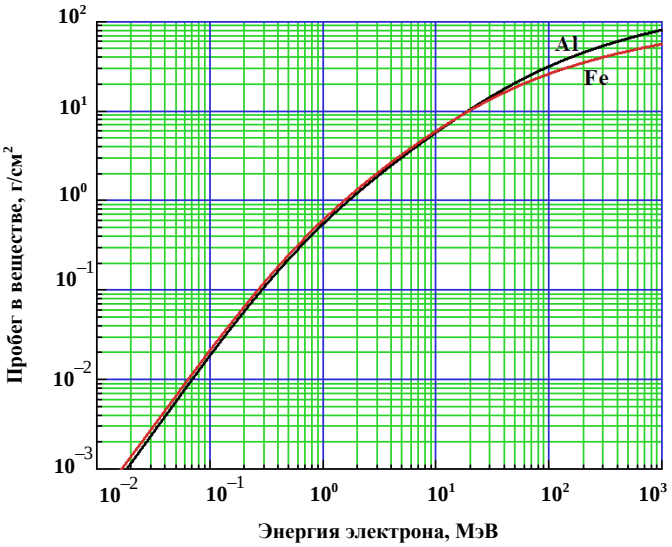


Рис. 46. Зависимость полного пробега электронов в железе и алюминии от энергии [144]

то алюминий будет обеспечивать лучшую радиационную защиту, чем железо. Даже в случае, когда имеются электроны с энергией более 10 МэВ, мы все равно рекомендуем, при возможности, не использовать в конструкциях КА тяжелые вещества. Это связано с тем, что в тяжелых веществах эффективно генерируется электронами глубоко проникающее жесткое электромагнитное излучение, защита от которого более сложная, чем от электронов.

Пробеги мюонов в веществе. Взаимодействие частиц ГКЛ высоких и сверхвысоких энергий с веществом КА порождает лавину вторичных частиц разной природы. Более того, следует иметь в виду, что частица космических лучей внутри ядра атома может испытывать не одно, а множество столкновений, которые сопровождаются формированием лавины π-мезонов. В этом случае говорят о формировании внутриядерной лавины частиц, которая, вырываясь за пределы ядра атома, порождает лавину частиц уже внутри вещества. При энергии протонов ГКЛ менее 3 ГэВ в основном преобладают упругие взаимодействия протона с нуклонами ядер атомов вещества, при энергии протонов более 3 ГэВ преобладают неупругие взаимодействия, сопровождающиеся генерацией вторичных частиц различной природы.

Среди вторичных частиц особое место занимают тяжелые электроны (их сейчас называют мюонами). Мюоны относятся к жесткой компоненте космического излучения. В отличие от других заряженных частиц они обладают высокой проникающей способностью. Масса мюона около 206,8 масс электрона. Мюоны известны не только физикам, но и специалистам технических профессий благодаря крупным проектам, таким как:

– зондирование верхних слоев Земли потоком мюонов с целью поиска полезных ископаемых;

– зондирование египетских пирамид потоком мюонов высоких энергий от ШАЛ с целью обнаружения в них пустот;

– получение управляемой термоядерной реакции при низкой температуре с помощью атомов изотопа водорода, у которых вместо обычного электрона на орбите находится мюон. Мюон находится ближе к ядру в 200 раз, чем электрон, и хорошо экранирует электрическое поле ядра. Такие атомы даже при низкой температуре могут сближаться с обычными атомами на расстояние действия ядерных сил.

В работе [149] были сделаны оценки потерь энергии для высокоэнергичных ($E > 1$ ГэВ) μ-мюонов при их движении через условную среду с атомным номером $Z = 10$ и атомным весом $A = 20$. Используем эти оценки для определения проникающей способности μ-мюонов.

Перечислим виды потерь энергии высокоэнергичных μ-мюонов при прохождении через вещество:

– ионизационные потери: $(dE/dx)_{\text{ион}} = 2{,}2$ МэВ(см^2/г);

– потери на тормозное излучение: $(dE/dx)_{\text{торм}} = 10^{-6}\,E$(см^2/г);

– потери на образования пар: $(dE/dx)_{\text{пар}} = 1{,}6 \cdot 10^{-6}\,E$(см^2/г);

– потери на ядерные процессы: $(dE/dx)_{\text{ядер}} = 5 \cdot 10^{-7}\,E$(см^2/г);

– потери энергии на образование быстрых вторичных «δ – частиц»: $(dE/dx)_{\text{дел}} = 2 \cdot 10^{-6}\,E$(см^2/г);

– потери энергии на Черенковское излучение: $(dE/dx)_{\text{дел}} = 0{,}1 \cdot \ln(E/10^6)$МэВ(см^2/г).

Суммируя все виды потерь, получим полные потери в виде:

$$(dE/dx) = a + c \cdot \ln(E/10^6) + b \cdot E,$$

где $a = 2{,}2$ МэВ(см^2/г); $c = 0{,}1$ МэВ(см^2/г); $b = 5{,}1 \cdot 10^{-6}$(см^2/г); E – в единицах МэВ.

Допуская, что за средние потери на Черенковское излучение можно взять потери при $E = 10^8$ МэВ, тогда получим выражение для полных потерь в виде:

$$(dE/dx) = a + c\ln(100) + bE \text{ или } (dE/dx) = d + bE,$$

где $d = 2{,}7$ МэВ(см^2/г). Подготовим данное выражение для интегрирования, для этого преобразуем его к виду:

$$dx = dE/[d(1 + bE/d)].$$

Интегрируя это выражение, получим зависимость пробега μ-мюонов от энергии:

$$x(\text{г/см}^2) = (1/b)\ln(1 + bE/d)$$

и приведем его к более удобному виду:

$$x(\text{г/см}^2) = n\ln(1 + kE),$$

где $n = 196\,000$; $k = 1{,}9 \cdot 10^{-6}$; E – в единицах МэВ.

Используя вышеприведенную зависимость пробега от энергии, получим, что пробег μ-мюона с энергией 10^8 МэВ в веществе составляет около 1 000 000 г/см^2, что соответствует слою воды в 10 км.

Гипотеза существования сверхтяжелых ядер и их ожидаемые пробеги в веществе. В 1984 г. Э́двард Уи́ттен из Института перспективных исследований в Принстоне (США), опубликовал статью, в журнале «Physical Review», в которой предположил, что на ранней стадии существования Вселенной были условия для образования сверхтяжелых ядер, состоящих из кварковой материи. Вероятно, он исходил из принципа, что в природе все, что не запрещено каким-либо законом, при определенных условиях реализуется. Основанием для предположения о возможности существования сверхтяжелых ядер было одно из следствий квантовой хромодинамики, состоящее в том, что в природе не запрещено существование ядер, в состав которых входят кроме *u*-, *d*-кварков еще и *s*-кварки. Такие гипотетические ядра принято называть кварковыми самородками [150] или их иногда называют макроскопическими кварковыми объектами. Устойчивость сверхтяжелых ядер из-за наличия *s*-кварков (странных кварков) не будет зависеть от массы ядер. Спектр масс этих ядер может находиться в диапазоне от массы тяжелых ядер обычных химических элементов до массы нейтронных звезд. Для примера, кварковый самородок размером около 0,1 мм должен иметь массу около 1 000 т, т. е. массу, сравнимую с массой груженого железнодорожного состава. Пробеги таких ядер (имеющих скорость несколько сот километров в секунду), даже в скальном грунте, должны составлять более нескольких десятков тысяч километров. При столкновении такого ядра с планетой в точке входа и на другой стороне планеты в точке выхода должны образоваться кратеры, которые будет сложно обнаружить из-за их маленьких размеров. Но сейсмические колебания, связанные с ударом ядра о планету, и сейсмические колебания, связанные с выходом ядра из недр планеты, должны фиксироваться сейсмическими станциями. Разумно предположить, что спектр масс этих объектов подобен энергетическому спектру космических лучей, т. е. следует ожидать, что количество кварковых объектов размером 0,001 мм (весом в 1 кг) будет на много порядков больше, чем объектов размером 0,1 мм. Обнаружить столкновения с нашей планетой объектов размерами около 0,001 мм и менее с помощью сейсмических станций, очевидно, не возможно. Следы этих объектов следует искать в залежах слюды. Если сверхтяжелые ядра из кварковой материи реально существуют, то в слюде за многие миллионы лет они должны оставить следы, которые можно увидеть с помощью микроскопа.

8. Частицы ГКЛ высоких энергий в околоземном космическом пространстве

Ожидаемые энергетические спектры частиц ГКЛ. Показатель интегрального спектра γ для протонов ГКЛ в различных диапазонах энергий частиц имеет значения [150, 151]:

– $\gamma = 1{,}7$ при $10 \text{ ГэВ} < E < 10^6$ ГэВ;

– $\gamma = 2{,}0$ при $10^6 \text{ ГэВ} < E < 10^{10}$ ГэВ;

– $\gamma = 1{,}31$ при $E > 10^{10}$ ГэВ.

Ожидаемые интегральные потоки различных типов частиц ГКЛ в околоземном космическом пространстве в диапазоне энергий от 10 млрд эВ до 10^{15} эВ аппроксимируем простыми функциями. В полярных областях магнитосферы, где можно не учитывать влияние магнитного поля на частицы ГКЛ с энергией более 10 ГэВ, зависимость интенсивности интегральных потоков этих частиц от энергии (в единицах ГэВ/нуклон) в первом приближении представим как поток за один час в виде: $F(>E) = 3{,}60 \cdot 10^{+07} E^{-1,7}$, протонов/(м^2·ч·стер); верхний уровень ожидаемого потока антипротонов: $F(>E) = 1{,}80 \cdot 10^{+04} E^{-1,7}$, антипротонов/(м^2·ч·стер); нижний уровень ожидаемого потока антипротонов: $F(>E) = 3{,}50 \cdot 10^{+02} \cdot E^{-1,7}$ антипротонов/(м^2·ч·стер).

Экспериментальные данные интенсивности потока антипротонов указывают на то, что интенсивность потока антипротонов находится вблизи нижнего ожидаемого уровня, т. е. имеет порядок $\sim 10^{+02} E^{-1,7}$ антипротонов/(м^2·ч·стер):

$$F(>E) = 2{,}60 \cdot 10^{+06} E^{-1,7}, \text{ (ядра гелия)/(м}^2\text{·ч·стер)};$$
$$F(>E) = 3{,}10 \cdot 10^{+05} E^{-1,7}, \text{ (ядра } Z \geq 3\text{)/(м}^2\text{·ч·стер)};$$
$$F(>E) = 2{,}60 \cdot 10^{+05} E^{-1,7}, \text{ (ядра } Z \geq 6\text{)/(м}^2\text{·ч·стер)};$$
$$F(>E) = 6{,}84 \cdot 10^{+04} E^{-1,7}, \text{ (ядра } Z \geq 10\text{)/(м}^2\text{·ч·стер)};$$
$$F(>E) = 1{,}44 \cdot 10^{+04} E^{-1,7}, \text{ (ядра } Z \geq 20\text{)/(м}^2\text{·ч·стер)};$$
$$F(>E) = 0{,}36 \cdot 10^{+01} E^{-1,7}, \text{ (ядра } Z \geq 30\text{)/(м}^2\text{·ч·стер)}.$$

В этом описании интегральных потоков частиц ГКЛ не учитывается, что доля тяжелых ядер с ростом энергии может быстро увеличиваться.

Вполне возможно, что при сверхвысоких энергиях ГКЛ в основном состоят из тяжелых ядер. В работе [43] показано, что вблизи нейтронной звезды протон не может быть ускорен до энергии более 10^9 ГэВ, но такое ограничение на тяжелые ядра не распространяется. Если источниками частиц сверхвысоких энергий являются нейтронные звезды, то вероятно, что эти частицы представляют собой не протоны, а тяжелые ядра.

Ожидаемые интегральные спектры электронов и позитронов ГКЛ можно представить в виде:

$$F(>E) = 5{,}40 \cdot 10^{+05} E^{-2,0} \text{ электронов/(м}^2\text{·ч·стер)};$$
$$F(>E) = 3{,}90 \cdot 10^{+04} E^{-2,0} \text{ позитронов/(м}^2\text{·ч·стер)}.$$

Ожидаемый поток фотонов с энергией больше заданной из центра Галактики:

$$F(>E) = 8{,}36 \cdot 10^{+02} E^{-1,7} \text{ фотонов/(м}^2\text{·ч·стер)}.$$

Спектр фотонов построен из предположения, что он образован распадом π^0 – мезонов рожденных при взаимодействии протонов ГКЛ с межзвездным веществом в центральных областях Галактики. Это предположение справедливо при энергиях фотонов больше 0,3 ГэВ. В данных аналитических выражениях энергия для протонов, электронов, фотонов измеряется в единицах ГэВ,

для ядер космических лучей – в единицах ГэВ на нуклон. Полученные таким образом функциональные зависимости интенсивности потока ядерной компоненты ГКЛ от энергии показаны на рис. 47 и электронно-фотонной компоненты ГКЛ на рис. 48. Потоки ГКЛ указанных энергий способны при наличии большой массы вещества КА порождать электронно-фотонные ливни и электронно-ядерные ливни, аналогичные ШАЛ.

Восточно-западная асимметрия потоков СКЛ и ГКЛ на ГСО. Эффект геомагнитного поля состоит в наличии восточно-западной асимметрии, благодаря чему положительно заряженные частицы ГКЛ и СКЛ легче достигают ГСО при движении с запада, а отрицательно заряженные – с востока.

Для количественных оценок способности частицы с заданной энергией и с заданного направления проникать на заданную силовую линию магнитного поля используется значение магнитной жесткости частицы. Положительно заряженные частицы ГКЛ и СКЛ с запада способны проникать на ГСО с меньшим значением жесткости, чем с востока. Заряженная частица, согласно принципу Ле Шателье, в магнитном поле двигается так, чтобы частично компенсировать внешнее магнитное поле, вызывающее ее отклонение.

При движении частицы перпендикулярно силовым линиям магнитного поля на нее действует сила со стороны поля, уравновешенная силой инерции $ZevB/c = mv^2/r$. Магнитная жесткость частицы представляет собой произведение магнитного поля на радиус кривизны траектории частицы, т. е. $R = B_r = pc/Ze$, и имеет размерность разности потенциалов электрического поля. В общем случае $R = pc\sin\alpha/Ze$, где p – импульс частицы; c – скорость света; Ze –

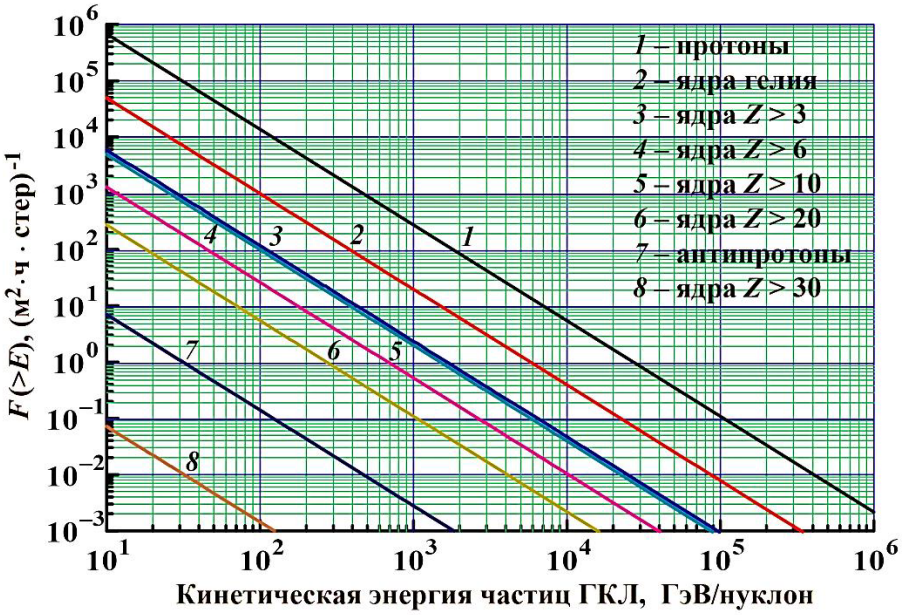


Рис. 47. Ожидаемые интегральные потоки частиц ядерной компоненты ГКЛ от 10 до 10^6 ГэВ в околоземном космическом пространстве

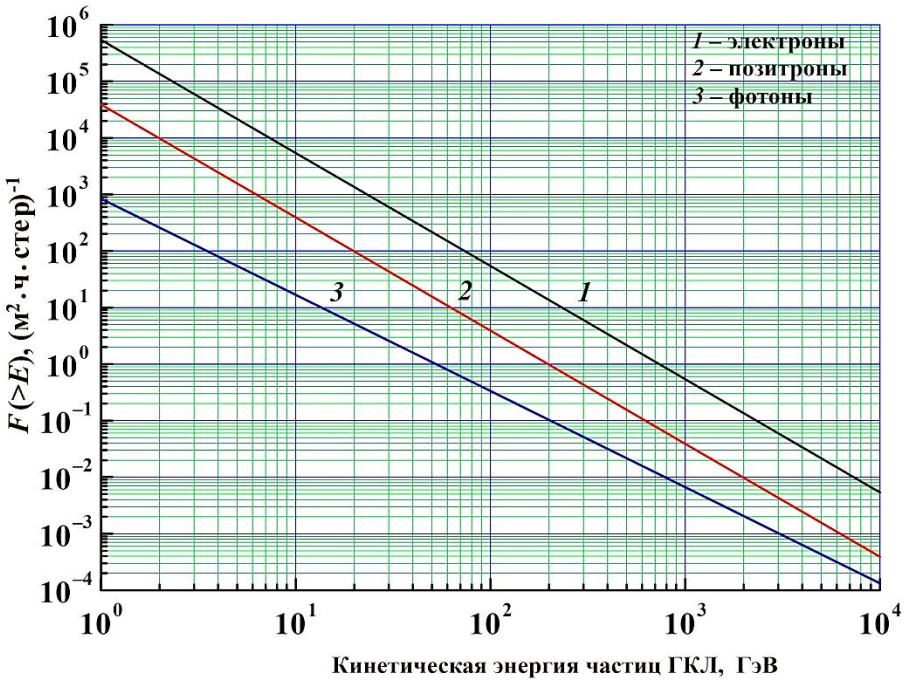


Рис. 48. Ожидаемые интегральные потоки частиц электронно-фотонной компоненты ГКЛ от 1 до 10^4 ГэВ

заряд частицы; α – угол между силовой линией магнитного поля и вектором скорости частицы (питч-угол частицы).

Заметим, что магнитное поле на ГСО в несколько сот раз меньше, чем поле на поверхности Земли, и, соответственно, жесткость обрезания на ГСО будет меньше, чем на поверхности Земли в экваториальной области. На экваторе магнитное поле $B_Э \approx 0{,}312/L_З$, на ГСО (L = 6,6) поле около 0,001 Гс или 100 гамм. В период спокойного солнечного ветра на ночной стороне ГСО поле около 100 гамм, а на дневной стороне ГСО поле около 120 гамм из-за поджатия геомагнитного поля солнечным ветром.

Из уравнения движения частиц в магнитном поле Земли можно получить приближенную оценку жесткости обрезания для частиц в плоскости магнитного экватора:

$$R \approx M[L(1+\sqrt{1-\sin(\theta)\cos(\varphi)})]^{-2},$$

где M – магнитный момент Земли; L – параметр Мак-Илвейна; θ – зенитный угол падения частицы; φ – азимутальный угол.

Жесткость обрезания (в единицах миллион вольт) для положительно заряженной частицы при ее движении в плоскости магнитного экватора Земли может быть вычислена на L = 6,6 как $R_З \approx 1{,}0\cdot10^4L^{-2}$ = 230 МВ для протона с запада; $R_Н \approx 1{,}5\cdot10^4L^{-2}$ = 344 МВ для протона с зенита; $R_В \approx 6{,}0\cdot10^4L^{-2}$ = 1377 МВ для протона с востока.

Пренебрегая наклоном плоскости магнитного экватора относительно плоскости географического экватора, можем считать, что данные значения жесткости обрезания соответствуют ГСО (L = 6,6).

Жесткость частицы R связана с ее энергией E соотношением (рис. 49):

$$R = \frac{1}{Ze}\sqrt{E^2 + 2Em_0c^2},$$

где m_0 – масса покоя частицы.

Зная жесткость частицы R, можно вычислить ее энергию:

$$E = \sqrt{E_0^2 + (ZeR)^2} - E_0,$$

где $E_0 = m_0c^2$; Z = 1 (для протона); e = 1 (в данной системе единиц элементарный заряд равен 1); E_0 = 938,272 МэВ (энергия покоя протона); R – магнитная жесткость частицы в единицах МВ. Для проникновения частицы из межпланетной среды на ГСО необходимо, чтобы ее жесткость была больше или равна магнитной жесткости обрезания для данной орбиты с заданного направления.

Используя ранее вычисленные нами значения жесткости обрезания $R_З$, $R_Н$, $R_В$, определим минимальные энергии протонов СКЛ и ГКЛ, способных преодолеть магнитный барьер и достичь ГСО с запада, зенита и востока.

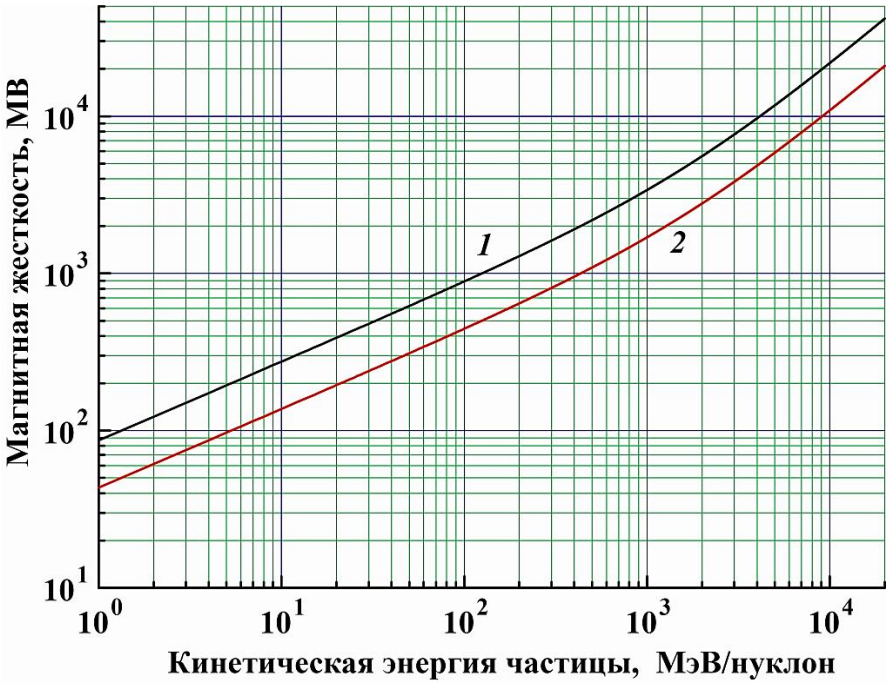


Рис. 49. Связь между кинетической энергией и магнитной жесткостью частиц: *1* – ядра атомов химических элементов (A = 2Z); *2* – протоны [141]

Получим для протонов: $E_З \approx 28$ МэВ с запада; $E_Н \approx 61$ МэВ с зенита; $E_В \approx 728$ МэВ с востока.

Учитывая, что энергия покоя электрона $E_0 \approx 0{,}511$ МэВ и вычисленные нами жесткости обрезания на ГСО для электрона будут иметь значения: $R_З \approx 6{,}0 \cdot 10^4 L^{-2} = 1377$ МВ для электрона с запада; $R_Н \approx 1{,}5 \cdot 10^4 L^{-2} = 344$ МВ для электрона с зенита; $R_В \approx 1{,}0 \cdot 10^4 L^{-2} = 230$ МВ для электрона с востока, вычислим минимальные энергии электронов СКЛ и ГКЛ, способных преодолеть магнитный барьер и достичь ГСО. Получим для электронов: $E_З \approx 1377$ МэВ с запада; $E_Н \approx 344$ МэВ с зенита; $E_В \approx 230$ МэВ с востока. У ядер атомов химических элементов магнитная жесткость около двух раз больше, чем для протонов той же энергии.

Химический состав и линейные потери энергии частиц ГКЛ в веществе. На рис. 50 показан в относительных единицах химический состав частиц ГКЛ, имеющих кинетическую энергию 2 ГэВ на нуклон [149]. Кроме ядер водорода, в составе частиц ГКЛ присутствуют стабильные ядра практически всех химических элементов, но в количественном отношении существенно преобладают ядра гелия, углерода, кислорода, неона, магния, кремния и железа. При энергиях ядер менее 1 ГэВ можно считать, что линейная передача энергии от частиц веществу практически совпадает с линейными потерями энергии этих частиц.

На рис. 51 приведены расчетные данные линейных потерь энергии частиц ГКЛ в зависимости от их энергии и химического состава этих частиц. Для электронной аппаратуры, несомненно, представляют угрозу частицы с большими значениями ЛПЭ.

Используя данные по спектрам частиц ГКЛ и химическому составу, можно показать, что на 1 м^2 космического аппарата, имеющего солнечно-синхронную орбиту, за 8 лет попадет около 70 тыс. протонов ГКЛ с энергией более 10^5 ГэВ и около 250 млн. ядер железа с энергией более 26 ГэВ (более 464 МэВ/нуклон).

Электронно-фотонные ливни. Электронно-фотонные ливни представляют собой электромагнитный процесс. Электроны, проходя через вещество, теряют свою энергию, главным образом вследствие неупругих столкновений и тормозного излучения. В результате неупругих столкновений электронов происходит ионизация, а в случае тормозного излучения – испускание фотонов.

Относительные потери энергии на ионизацию для частиц высоких энергий в первом приближении можно считать величиной обратно пропорциональной энергии частицы:

$$(dE_i/dx)/E \approx \text{const}/E, \text{ см}^2/\text{г}.$$

Относительные потери энергии на излучение в первом приближении можно считать величиной постоянной:

$$(dE_t/dx)/E \approx \text{const}, \text{ см}^2/\text{г}.$$

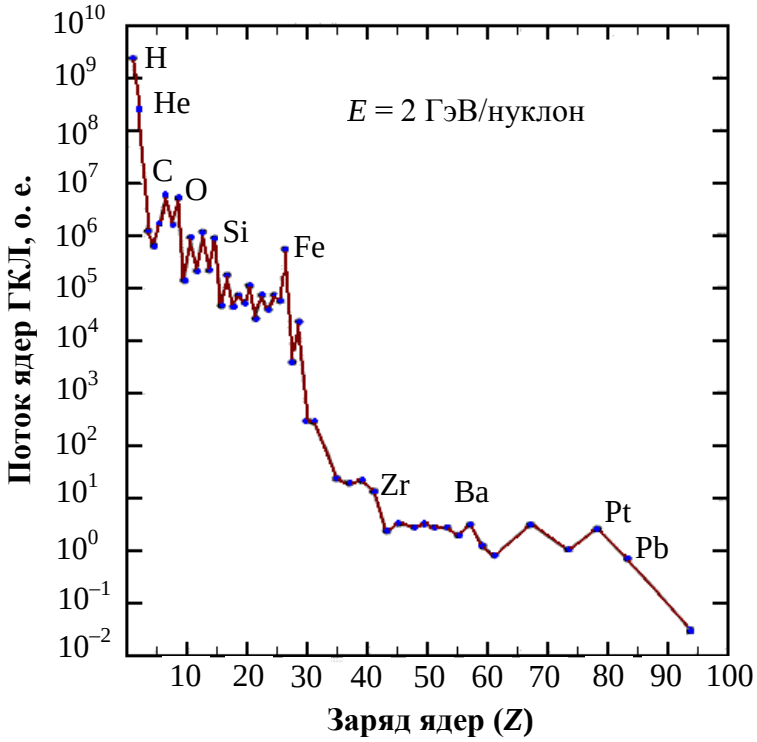


Рис. 50. Химический состав частиц ГКЛ с энергией 2 ГэВ/нуклон [152]

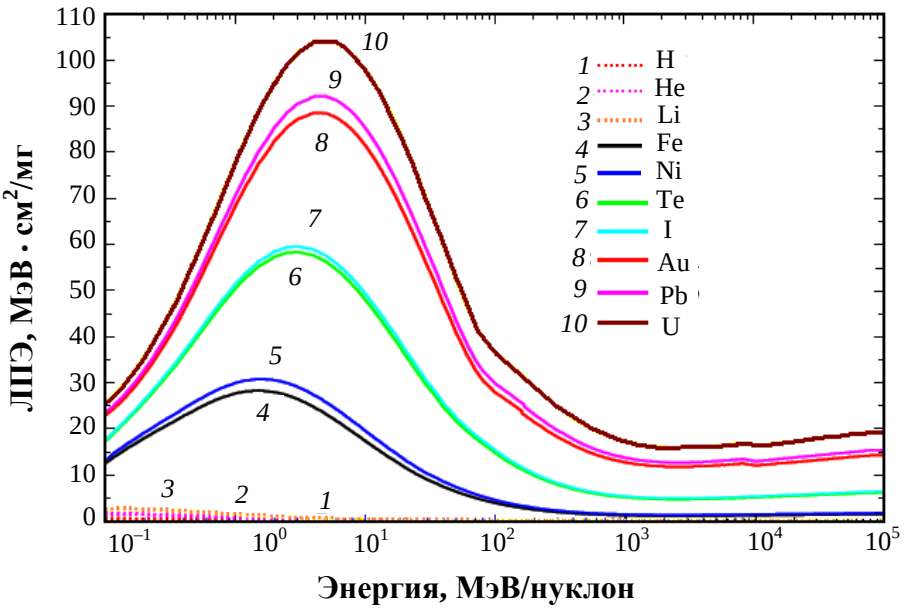


Рис. 51. Зависимость средних линейных потерь энергии частиц ГКЛ в алюминии от энергии и химического состава частиц [153]

Независимо от первичной энергии, высокоэнергичные электроны (для которых ионизационные потери меньше потерь на излучение) теряют большую часть своей энергии, уже при первых столкновениях. Из этого следует, что пробег высокоэнергичных электронов не зависит от энергии. Напомним, что если энергия фотона много больше энергии покоя электрона, то пробег фотона в веществе тоже не зависит от энергии. Высокоэнергичный фотон, проходя через вещество в поле атомного ядра, «разваливается» на электрон и позитрон высоких энергий, т. е. происходит рождение пары новых частиц и на это затрачивается вся энергия фотона. Электрон и позитрон высоких энергий, двигаясь через вещество в поле атомного ядра, в результате тормозного излучения генерируют новые фотоны высоких энергий, которые в дальнейшем также «разваливаются» на позитроны и электроны и т. д. При продолжении этого процесса первичная энергия распределяется по все большему числу вновь рожденных частиц. Этот процесс образования лавины частиц заканчивается тогда, когда энергии вновь рожденных частиц будет не достаточно для генерации новых частиц. В конечном итоге все закончится потерей энергии на ионизацию.

Такое представление правильно только приближенно. На самом деле, при очень высоких энергиях фотон может «развалиться» на частицу и античастицу любой природы и не обязательно в поле ядра атома, но и при столкновении с другим фотоном или каким-либо электроном. Энергия, при которой потери на излучение равны потерям на ионизацию, называется критической энергией. Только частицы с энергией больше критической могут участвовать в генерации ливня. Путь, который проходит частица в веществе, имея критическую энергию, называется радиационной единицей длины. Для электронов в алюминии радиационная единица и критическая энергия равны соответственно [154] :

$$t_r \approx 22{,}7 \text{ г/см}^2; \ \xi \approx 37{,}2 \text{ МэВ}.$$

Схема формирования электронно-фотонного ливня от фотона и позитрона высоких энергий, падающих на слой вещества, показана на рис. 52.

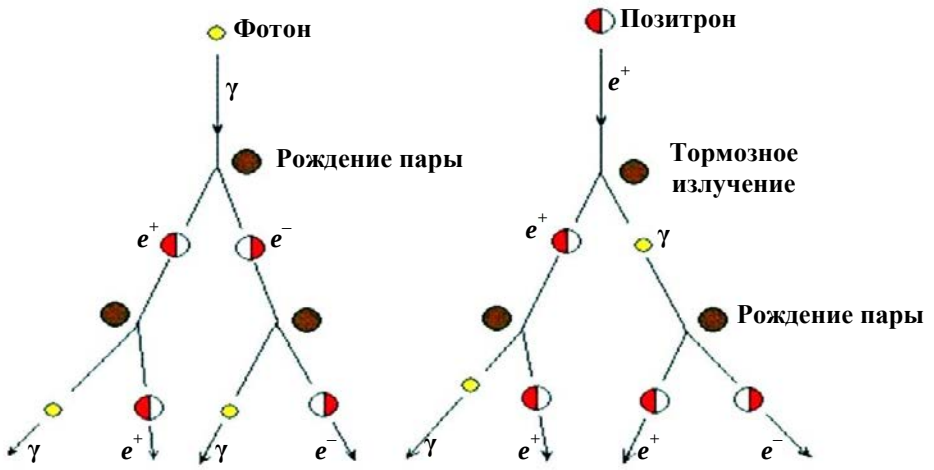


Рис. 52. Схема формирования электронно-фотонного ливня

Полное число частиц в максимуме электронно-фотонного ливня при начальной энергии частицы E_0:

$$N \approx [0{,}3(E_0/\xi)]/(\ln(E_0/\xi)^{0,5}.$$

Положение максимума электронно-фотонного ливня располагается на глубине вещества

$$x \approx t_r \ln(E_0/\xi).$$

Процесс генерации ливня статистический, а это значит, что существуют средние характеристики ливня и некоторая дисперсия. Считается, что в среднем ливень зарождается на глубине одной радиационной единицы. В нашем случае на глубине 22,7 г/см^2 алюминия, но это не значит, что ливень не может начать формироваться на глубине 1 или 2 г/см^2.

Электронно-ядерные ливни. На рис. 53 показана схема формирования электронно-ядерного ливня. Электронно-ядерные ливни представляют собой ядерный процесс, который порождает электромагнитный процесс как побочный продукт. Любая частица (фотон, электрон, протон, атомное ядро) космических лучей высоких энергий, попадая в ядро атома вещества КА, может вызвать электронно-ядерный ливень. Электронно-ядерные ливни частиц оказывают разрушительные воздействие на ядра атомов вещества.

Ядерно-активные частицы ГКЛ имеют гораздо большее сечение взаимодействия с ядрами атомов вещества, чем не ядерно-активные частицы. На микрофотографиях ядерное взаимодействие выглядит как взрыв ядра атома (см. рис. 53).

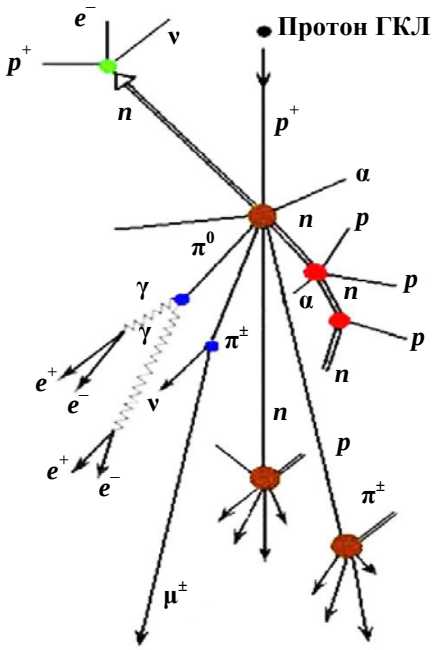


Рис. 53. Схема формирования электронно-ядерного ливня

У высокоэнергичного протона (нуклона) длина волны много меньше размеров ядра атомов кремния и алюминия. Двигаясь внутри ядра, протон может несколько раз «столкнуться» с частицами ядра, тем самым «нагреть» его до высокой «температуры». В процессе этих столкновений рождается лавина ядерно-активных частиц и античастиц, среди которых есть и π_0-мезоны. Эти частицы в основном распадаются на два фотона, которые дают начало электронно-фотонным ливням. Образованные при ядерных взаимодействиях высокоэнергичные ядерно-активные частицы, взаимодействуя с ядрами атомов вещества, порождают новые лавины высокоэнергичных частиц и новые электронно-фотонные ливни.

«Нагретые» вдоль ствола ливня ядра атомов вещества «охлаждаются» за счет «испарения» из них части наиболее энергичных нуклонов. Это один из процессов, который приводит к изменению химического состава вещества вдоль ствола ливня. Другой процесс – ядро атома от «удара» быстрой частицы буквально «взрывается», его осколки разлетаются в пространстве и атом вещества перестает существовать. Сечение ядерного взаимодействия можно упрощенно представить в виде:

$$\sigma \approx \pi(r_n + r_a - 2\Delta r)^2,$$

где r_n и r_a – радиус первичной частицы и радиус ядра атома вещества соответственно, а Δr – поправочный коэффициент, учитывающий неэффективность скользящих столкновений. Следовательно, чем больше радиус первичной частицы, тем меньше пробег частицы до ядерного взаимодействия. Средняя длина пробега протона до ядерного взаимодействия в кремнии составляет величину около 60 г/см^2, но для ядер ГКЛ с зарядом $Z > 16$ длина свободного пробега составляет величину уже менее 20 г/см^2. Несмотря на большое среднее значение пробега ядерно-активной частицы, в отдельных случаях ядерный каскад может возникнуть и на гораздо меньших глубинах, например, на 1 г/см^2. На рис. 54 показана зависимость параметров ливня от энергии первичной частицы. При энергии первичной частицы более 10^6 ГэВ в одном ядерном взаимодействии могут рождаться более 30 частиц.

Угол разлета основной массы этих высокоэнергичных частиц будет составлять менее 0,0015 радиан. Фактически образуется струя высокоэнергичных ядерно-активных частиц, способная модифицировать химический состав и структуру вещества. Среднее число частиц, рожденное при одном ядерном взаимодействии [154]:

$$N \approx 1{,}2(E/m_0c^2)^{0{,}25},$$

где E – энергия налетающего нуклона в системе координат КА и m_0 – масса нуклона.

Угол разлета наиболее энергичных частиц ядерного каскада в системе координат КА:

$$\varphi \approx (2m_0c^2/E)^{0{,}5}.$$

При увеличении энергии первичной частицы угол разлета вторичных частиц уменьшается, что может привести к образованию струй частиц с большой суммарной ЛПЭ.

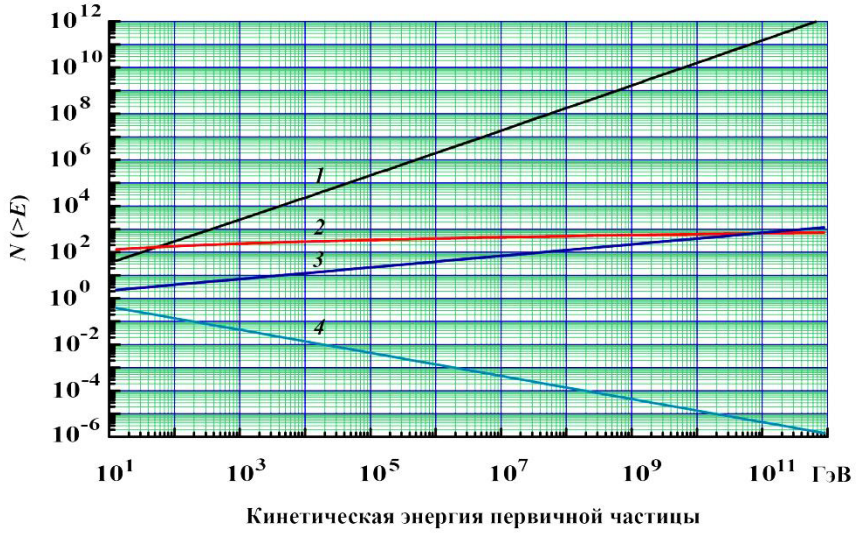


Рис. 54. Ожидаемая зависимость от энергии первичной частицы: *1* – числа частиц в электронно-фотонном ливне; *2* – средней глубины максимума электронно-фотонного ливня; *3* – числа рожденных частиц в одном ядерном взаимодействии; *4* – угла разлета наиболее энергичных ядерно-активных частиц в электронно-ядерном ливне

На рис. 55 показан результат попадания частицы космических лучей в ядро атома вещества фотоэмульсии. В результате произошел микроядерный взрыв, породивший около сотни вторичных частиц, часть из которых образовала струю

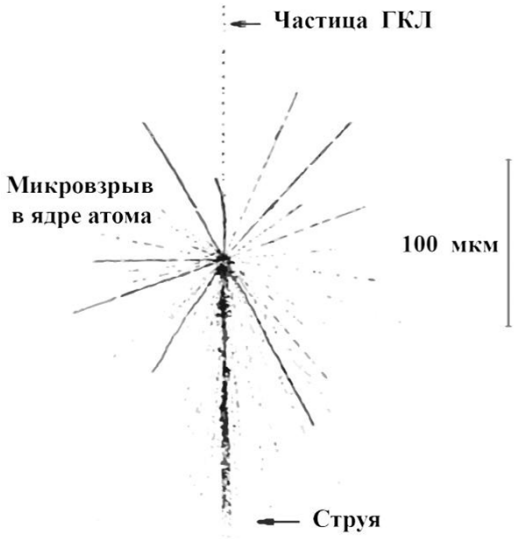


Рис. 55. Звезда (микровзрыв в ядре атома), состоящая из более чем 95 заряженных частиц. Звезда наблюдалась в фотоэмульсии на высоте около 30 км [155]

заряженных частиц с высокой плотностью ионизации. Такие струи способны не только вызвать сбой в работе электронной системы, но и привести к ее полному отказу. Результаты математического моделирования прохождения частиц космических лучей высоких энергий через вещество КА приведены в работе [156].

9. Радиационные условия на орбитах космических аппаратов

Единицы измерения радиоактивности и дозы радиации. Для оценки величины дозы радиации и радиоактивности используют специальные единицы измерения, которые делятся на внесистемные единицы и единицы в системе СИ.

В табл. 1 приведены единицы измерения радиоактивности, экспозиционной дозы, эквивалентной дозы, поглощенной дозы, интегральной дозы.

Активность радиоактивного вещества – это число ядерных превращений в единице объема («объемная активность») или в единице массы вещества («удельная активность») в одну секунду.

Различные виды доз радиации:

– экспозиционная доза – это суммарный заряд всех ионов одного знака в единице массы вещества (воздуха);

– поглощенная доза – это энергия ионизирующего излучения, переданная единице массы вещества;

– эквивалентная доза – это поглощенная доза, умноженная на специальный коэффициент относительной биологической эффективности (ОБЭ).

На Земле нормальный радиационный фон для естественной внешней среды не превышает 50 мкР/ч.

Результаты оценки радиационных условий на орбитах КА. На рис. 56 и 57 приведены интегральные энергетические спектры протонов РПЗ,

Таблица 1

Единицы измерения радиации

Измеряемая величина	Наименование единиц измерения		Связь между единицами измерения
	Внесистемные	Си	
Радиоактивность	Кюри (Ки)	Беккерель (Бк)	1 Бк = 1 расп/с 1 Ки = $3{,}7\cdot10^{10}$ Бк 1 Ки = 37 гигабеккерелей (ГБк)
Экспозиционная доза	Рентген (Р) (для фотонного излучения)	Кулон/кг (Кл/кг)	1 Кл/кг = $3{,}88\cdot10^{3}$ Р 1 Р = 0,85 рад (в воздухе)
Поглощенная доза	Рад (рад)	Грей (Гр)	1 Гр = 1 Дж/кг 1 рад = 100 эрг/г 1 Гр = 100 рад
Эквивалентная доза	Бэр (бэр) (биологический эквивалент рентгена)	Зиверт (Зв)	1 Зв = 100 бэр
Интегральная доза	Рад-грамм (рад·г)	Грей-кг (Гр·кг)	1 Гр·кг = 10^{5} рад·г

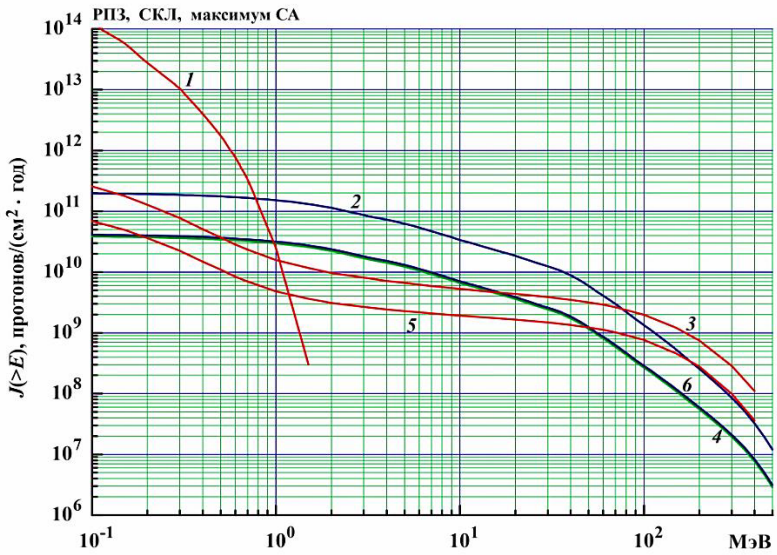


Рис. 56. Интегральные потоки протонов РПЗ (красный цвет) и СКЛ (синий цвет) на ГСО (*1, 2*) и на ССО с высотами на экваторе 832 км (*3, 4*) и 652 км (*5, 6*) в максимуме солнечной активности [157]

протонов СКЛ и электронов РПЗ в период максимума солнечной активности для трех орбит, наиболее типичных для КА, разработанных во ВНИИЭМ. Все оценки потоков частиц и поглащенных доз радиации на орбитах КА получены с использованием доверительного уровня 50% для частиц РПЗ (модель AE8 и AP8) и 95% для частиц СКЛ. Характерным отличием периода минимума СА от периода максимума состоит в том, что в минимуме отсутствуют потоки СКЛ. На рис. 56 видно, что потоки протонов РПЗ с энергией более 2 МэВ на ГСО практически отсутствуют. Поток протонов РПЗ на ССО с высотой около 832 км более чем в три раза превышает поток протонов на орбите с высотой около 652 км, но потоки протонов СКЛ на орбитах с высотами 832 и 652 км практически совпадают (кривые *4* и *6* на рис. 58). Поток протонов с энергией около 0,1 МэВ РПЗ на ГСО превышает аналогичный поток протонов на ССО с высотой 652 км более чем в 1000 раз.

На рис. 57 видно, что потоки электронов РПЗ на орбите ГС в диапазоне энергий от 0,04 МэВ до нескольких МэВ превосходят потоки электронов на ССО. Так, поток электронов с энергией в 1 МэВ на ГСО превышает поток электронов с этой же энергией на ССО с высотой 652 км в 100 раз.

В табл. 2 приведены суммарные поглощенные дозы в кремнии в центре сферы из алюминия различной толщины для ГСО и ССО с высотой 832 и 652 км для периодов максимума и минимума СА. Из табл. 2 следует, что поглощенная доза радиации внутри сферы из алюминия толщиной в 1 мм на ГСО почти в 100 раз превышает поглощенную дозу радиации на ССО. Следует отметить, что на ГСО под экраном менее 6 мм алюминия поглощенная доза радиации в основном определяется потоками электронов РПЗ, а под экраном более 6 мм поглощенная доза радиации определяется потоками частиц СКЛ и квантами тормозного электромагнитного излучения.

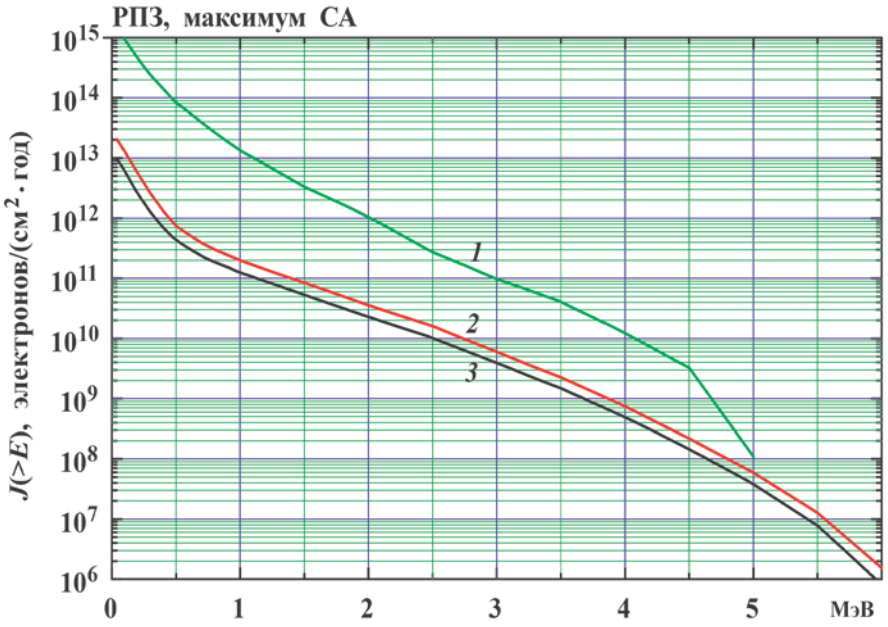


Рис. 57. Интегральные потоки электронов РПЗ на ГСО (*1*) и на ССО с высотами на экваторе 832 км (*2*) и 652 км (*3*) в максимуме солнечной активности [157]

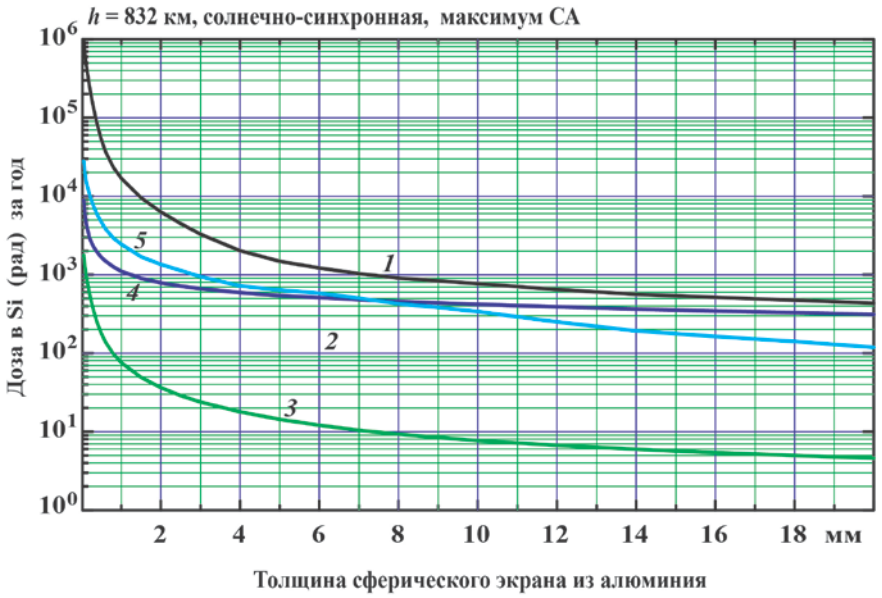


Рис. 58. Поглощенные дозы радиации на ССО с высотой на экваторе 832 км в максимуме СА в центре сферического экрана. Суммарная доза (*1*), доза от электронов РПЗ (*2*), от тормозного излучения (*3*), от протонов РПЗ (*4*) и от протонов СКЛ (*5*) [157]

Таблица 2

Суммарные поглощенные дозы в кремнии за год внутри сфер из алюминия с различной толщиной, для трех орбит в максимуме и минимуме солнечной активности

Толщина Al		Полная поглощённая доза радиации (рад)					
		ГС		832 км		652 км	
мм	г/см^2	max	min	max	min	max	min
0,050	0,014	6,408E + 07	6,403E + 07	9,715E + 05	4,366E + 05	4,731E + 05	1,998E + 05
0,100	0,027	3,795E + 07	3,793E + 07	5,435E + 05	2,297E + 05	2,597E + 05	1,042E + 05
0,200	0,054	1,900E + 07	1,899E + 07	2,476E + 05	9,720E + 04	1,193E + 05	4,553E + 04
0,300	0,081	1,122E + 07	1,120E + 07	1,329E + 05	5,401E + 04	6,685E + 04	2,641E + 04
0,400	0,108	7,300E + 06	7,289E + 06	7,975E + 04	3,532E + 04	4,252E + 04	1,790E + 04
0,500	0,135	5,022E + 06	5,013E + 06	5,234E + 04	2,514E + 04	2,964E + 04	1,311E + 04
0,600	0,162	3,615E + 06	3,607E + 06	3,724E + 04	1,900E + 04	2,210E + 04	1,013E + 04
0,800	0,216	2,124E + 06	2,117E + 06	2,328E + 04	1,252E + 04	1,457E + 04	6,859E + 03
1,000	0,270	1,372E + 06	1,366E + 06	1,687E + 04	9,197E + 03	1,084E + 04	5,107E + 03
1,500	0,405	5,350E + 05	5,291E + 05	9,529E + 03	5,206E + 03	6,304E + 03	2,905E + 03
2,000	0,540	2,405E + 05	2,350E + 05	6,317E + 03	3,358E + 03	4,241E + 03	1,844E + 03
2,500	0,675	1,203E + 05	1,154E + 05	4,482E + 03	2,339E + 03	3,035E + 03	1,251E + 03
3,000	0,810	6,561E + 04	6,140E + 04	3,294E + 03	1,736E + 03	2,237E + 03	9,000E + 02
4,000	1,080	2,187E + 04	1,851E + 04	2,030E + 03	1,112E + 03	1,385E + 03	5,399E + 02
5,000	1,350	9,289E + 03	6,265E + 03	1,479E + 03	8,237E + 02	1,022E + 03	3,784E + 02
6,000	1,620	5,530E + 03	2,744E + 03	1,214E + 03	6,879E + 02	8,445E + 02	3,034E + 02
7,000	1,890	3,859E + 03	1,465E + 03	1,032E + 03	6,149E + 02	7,071E + 02	2,642E + 02
8,000	2,160	2,970E + 03	9,238E + 02	9,080E + 02	5,710E + 02	6,091E + 02	2,416E + 02
9,000	2,430	2,530E + 03	6,991E + 02	8,345E + 02	5,431E + 02	5,517E + 02	2,279E + 02
10,000	2,700	2,222E + 03	6,033E + 02	7,674E + 02	5,186E + 02	4,989E + 02	2,167E + 02
12,000	3,240	1,709E + 03	5,167E + 02	6,474E + 02	4,842E + 02	4,000E + 02	2,014E + 02
14,000	3,780	1,386E + 03	4,617E + 02	5,651E + 02	4,536E + 02	3,355E + 02	1,880E + 02
16,000	4,320	1,202E + 03	4,188E + 02	5,147E + 02	4,283E + 02	2,987E + 02	1,768E + 02
18,000	4,860	1,054E + 03	3,824E + 02	4,744E + 02	4,075E + 02	2,694E + 02	1,677E + 02
20,000	5,400	9,165E + 02	3,516E + 02	4,345E + 02	3,855E + 02	2,408E + 02	1,582E + 02

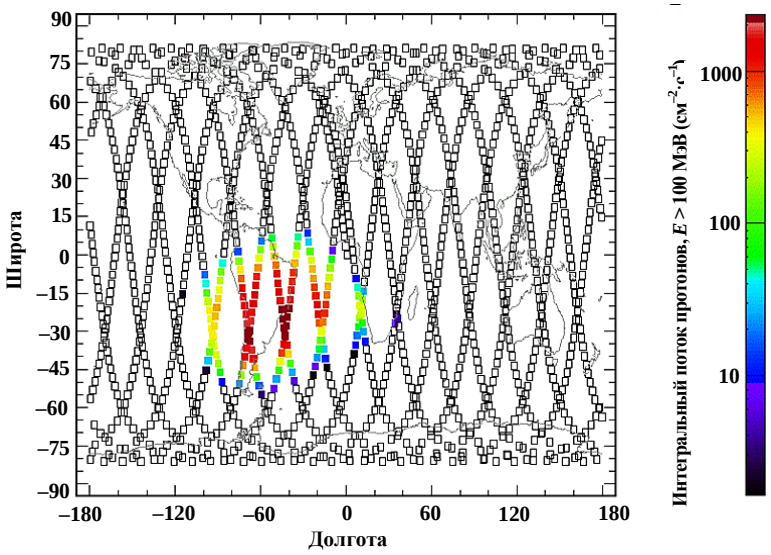


Рис. 59. Распределение интенсивности потока протонов РПЗ с энергией более 100 МэВ на ССО с *h* = 835 км [158]

На рис. 59 показано распределение интенсивности потока протонов РПЗ с энергией более 100 МэВ на ССО с высотой 835 км. В отсутствии мощных геомагнитных возмущений и солнечных вспышек набор поглощенной дозы радиации в основном происходит при движении космического аппарата через область Бразильской магнитной аномалии. В России основы построения расчетных моделей потоков заряженных частиц на орбитах космических аппаратов были разработаны доктором физико-математических наук, профессором НИИЯФ МГУ И.В. Гецелевым [159 – 165]. Работы И.В. Гецелева легли в основу разработки алгоритмов и программ по оценке поглощенных доз радиации в околоземном космическом пространстве.

Литература

1. Добротин Н. А. Космические лучи / Н. А. Добротин. – М. : Изд. тех.-теор. лит., 1954. – 320 с. : ил.
2. Росси Б. Частицы больших энергий : пер. с англ. / Б. Росси. – М. : Изд. тех.-теор. лит., 1955. – 636 с. : ил.
3. Росси Б., Грейзен К. Взаимодействие космических лучей с веществом : пер. с англ. / Б. Росси, К. Грейзен. – М. : Изд. ин. лит, 1948. – 132 с. : ил.
4. Физика космических лучей : пер. с англ. / под ред. Дж. Вильсона. – М. : Изд. ин. лит, 1954. – Т. 1. – 438 с. : ил.
5. О радиационной опасности при космических полетах / Дж. А. Ван Аллен // УФН. – М. : Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 1960. – Т. 70. – Вып. 4. – С. 715 – 724.
6. Изучение мягкой компоненты космических лучей за пределами атмосферы / С.Н. Вернов, П.В. Вакулов, Е.В. Горчаков [и др.] // Искусственные спутники Земли. – 1958. – Вып. 2. – С. 61 – 69.

7. Вернов С. Н., Чудаков А. Е. Исследования космических лучей и земного корпускулярного излучения при полетах ракет и спутников / С. Н .Вернов, А. Е. Чудаков // УФН. – М. : Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 1960. – Т. 70. – Вып. 4. – С. 585 – 619.
8. Кузнецов С. Н., Тверская Л. В. Радиационные пояса Земли / С. Н. Кузнецов, Л. В. Тверская; под ред. профессора М. И. Панасюка // Модель космоса. – М. : КДУ, 2007. – Т. 1. – С. 518 – 546.
9. Бережко Е. Г. Ускорение заряженных частиц в сдвиговых течениях космической плазмы / Е. Г. Бережко // Письма в ЖЭТФ. – 1981. – Т. 33. – Вып. 8. – С. 416 – 419.
10. Бережко Е. Г., Крымский Г. Ф. Кинетическое рассмотрение процесса ускорения заряженных частиц в сдвиговых течениях бесстолкновительной плазмы / Е. Г. Бережко, Г. Ф. Крымский // Письма в астрон. ж. – 1981. – Т. 7. – № 10. – С. 636 – 640.
11. Потоки энергичных электронов вблизи магнитопаузы и на геостационарной орбите. Анализ экспериментальных результатов и механизм генерации / И. П. Безродных, Е. Г. Бережко, И. Я. Плотников [и др.] // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1984. – Т. 48. – № 11. – С. 2165 – 2167.
12. Всплески релятивистских электронов на магнитопаузе и во внешнем радиационном поясе [электронный ресурс] / И. П. Безродных, Е. Г. Бережко, Е. И. Морозова [и др.] // Геомагнетизм и аэрономия. – 1984. – Т. 24. – № 5. – С. 818 – 820. – Режим доступа: http://www.cosmic-rays.ru/bezrodnykh.aspx, свободный. – Прямая ссылка: http://www.cosmic-rays.ru/articles/02/198401.pdf.
13. Influence of large-scale disturbances of solar wind on dynamics of energetic electrons in the outer magnetospere / I. P. Bezrodnykh, E. G. Berezhko, Yu. G. Shafer [et al.] // Proc.20-th ICRC. – Moscow. – 1987. – V. 4. – P. 453 – 456.
14. Тверской Б. А. Динамика радиационных поясов Земли / Б. А. Тверской. – М. : Наука, 1968. – 224 с. : ил.
15. Безродных И. П. Влияние крупномасштабных возмущений солнечного ветра на динамику энергичных электронов в магнитосфере Земли : дис. … канд. физ. – мат. наук / Безродных Иннокентий Петрович. – М. : ИЗМИРАН, 1985. – 197 с. – (рукопись).
16. Радиационные условия на геостационарной орбите [электронный ресурс]/ И. П. Безродных, Е. И. Морозова, А. А. Петрукович [и др.] // Вопросы электромеханики. Труды НПП ВНИИЭМ. – М. : ФГУП «НПП ВНИИЭМ», 2010. – Т. 117. – № 4. – С. 33 – 42. – Режим доступа: http://jurnal.vniiem.ru/text/117/33.pdf.
17. Роль радиальной диффузии в формировании стационарных потоков высокоэнергичных электронов во внутреннем радиационном поясе Земли / В. В. Дмитренко, В. Б. Комаров, Б. А. Тверской // Геомагнетизм и аэрономия. – 1987. – Т. 27. – № 3. – С. 488 – 491.
18. Ускорение частиц при развитии разрывной неустойчивости / Л. М. Зеленый, А. С. Липатов, А. Л. Тактакишвили // Космические исследования. – 1982. – Т. 20. – Вып. 5. – С. 714 – 724.
19. Generation of the energetic proton and electron bursts in the planetary magneto tail / L. M. Zelenyi, J. G. Lominadze, A. L. Taktakishvili // J. geophys. res. – 1990. – V. 95. – P. 3883 – 3889.
20. Разрывная мода в тонких токовых слоях магнитосферы Земли: сценарий перехода в неустойчивое состояние / Л. М. Зеленый, А. П. Кропоткин,

В. И. Домрин [и др.] / Космические исследования. – 2009. – Т. 47. – № 5. – С. 388 – 396.
21. О спектрах энергичных частиц в хвосте магнитосферы Земли / А. Л. Тактакишвили, Л. М. Зеленый, В. Н. Луценко [и др.] // Космические исследования. – 1998. –Т. 36. – № 3. – С. 282 – 291.
22. Теория пересоединения и взаимодействие солнечного ветра с магнитосферой Земли / М. И. Пудовкин, В. С. Семенов. – М. : Наука, 1985. – 126 с.
23. Магнитное пересоединение: магнитогидродинамическая теория и приложения : пер. с англ. / Э. Прист, Т. Форбс; под ред. В. Д. Кузнецова и А. Г. Франка. – М. : ФИЗМАТЛИТ, 2005. – 592 с. : ил.
24. Ускорение заряженных частиц в процессах типа солнечных вспышек / С. И. Сыроватский // Изв. АН СССР. Сер. Физ. – 1975. – Т. 39. – № 2. – С. 359 – 374.
25. Электрические и магнитные поля, возникающие при разрыве нейтрального токового слоя / Б. В. Сомов и С. И. Сыроватский. // Изв. АН СССР, Сер.физ. – 1975. – Т. 39. – № 2. – С. 375 – 378.
26. Ускорение частиц в окрестности нулевой линии магнитного поля / С. В. Буланов и П. В. Сасоров // Изв. АН СССР, Сер.физ. – 1975. – Т. 39. – № 2. – С. 379 – 382.
27. Свистовые и альфвеновские циклотронные мазеры в космосе : пер. с англ. / В. Ю. Трахтенгерц, М. Дж. Райкрофт; под ред. А. Г. Демехова. – М. : Физматлит., 2011. – 344 с. : ил.
28. Эффективность ускорения электронов в магнитосфере Земли свистовыми волнами / А. Г. Демехов, В. Ю. Трахтенгерц, М. Райкрофт [и др.] // Геомагнетизм и аэрономия. – 2009. – Т. 49. – № 1. – С. 28 – 33.
29. Ускорение электронов в магнитосфере свистовыми волнами переменной частоты / А. Г. Демехов, В. Ю. Трахтенгерц, М. Райкрофт, Д. Нанн // Геомагнетизм и аэрономия. 2006. – Т. 46. – № 6. – С. 751 – 756.
30. Влияние темпов ускорения и потерь на временную динамику потоков энергичных электронов во время геомагнитных возмущений / М. Ф. Бахарева, К. Г. Орлова // Геомагнетизм и аэрономия. – 2009. – Т. 49. – № 1. – С. 18 – 27.
31. Зависимость энергетических спектров релятивистских электронов на фазе восстановления магнитной бури от темпов ускорения и потерь / М. Ф. Бахарева, К. Г. Орлова // Геомагнетизм и аэрономия. – 2009. – Т. 49. – № 5. – С. 611 – 619.
32. Особенности динамики потоков релятивистских электронов на фазе восстановления магнитной бури 6 апреля 2000 г. / М. Ф. Бахарева, Л. В. Тверская, К. Г. Орлова // Геомагнетизм и аэрономия. – 2011. – Т. 51. – № 3. – С. 303 – 308.
33. Ускорительные механизмы в космосе / Е. Е. Антонова, М. Ф. Бахарева, В. Н. Ломоносов [и др.]. – М. : Изд. МГУ, 1988. – 108 с. : ил.
34. Пробой на убегающих электронах и электрические разряды во время грозы / А. В. Гуревич, К. П. Зыбин // УФН. – 2001. – Т. 171. – № 11. – С. 1177 – 1199.
35. Пробой на убегающих электронах и электрические разряды во время грозы [электронный ресурс] / А. В. Гуревич, К. П. Зыбин. – Режим доступа : http://ufn.ru/ru/articles/2001/11/b, свободный. – Загл. с экрана.

36. Электроны высоких энергий в окрестности Земли / Н. Л. Григоров. – М. : Наука, 1985. – 120 с. : ил.
37. Формирование потоков электронов альбедо в геомагнитном поле / А. А. Гусев, Г. И. Пугачева // Геомагнетизм и аэрономия. – 1982. – Т. 22. – №.6. – С. 912 – 918.
38. Проявление 399-суточной вариации высокоэнергичных электронов вблизи магнитосферы Земли / И. П. Безродных, Н. Г. Скрябин, И. Я. Плотников [и др.] // Геомагнетизм и аэрономия. – 2001. – Т. 41. – № 3. – С. 363 – 364.
39. Аномальная компонента космических лучей / М. И. Панасюк // В кн. : Модель космоса; под ред. проф. М. И. Панасюка. – М. : КДУ, 2007. – Т. 1. – С. 96 – 110.
40. О вкладе солнечных космических лучей в формирование протонного пояса Земли / Л. Л. Лазутин, Ю. И. Логачев // Космические исследования. – 2009. – Т. 47. – № 5. – С. 409 – 412.
41. Генерация космических лучей ударными волнами / Е. Г. Бережко, В. К. Елшин, Г. Ф. Крымский [и др.]. – Новосибирск : Наука, 1988. – 189 с. : ил.
42. Галактические космические лучи / Н. Н. Калмыков, Г. В. Куликов, Т. М. Роганова; под ред. проф. М. И. Панасюка // В кн. : Модель космоса. – М. : КДУ, 2007. – Т. 1. – С. 62 – 95.
43. Оценка верхней границы энергии частицы, ускоренной вблизи вращающейся нейтронной звезды / И. П. Безродных // В кн. : Высокоэнергичные частицы в космосе. – Новосибирск : Наука, 1981. – С. 67 – 69.
44. Солнечные космические лучи / А. В. Белов., В. Г. Курт; под ред. проф. М. И. Панасюка // В кн. : Модель космоса. – М. : КДУ. – 2007. – Т. 1. – С. 294 – 313.
45. Солнечные космические лучи / Л. И. Дорман, Л. И. Мирошниченко. – М. : Наука, 1968. – 468 с. : ил.
46. Другая физика : [электронный ресурс] / С. Б. Кузьминых. – статья (формат htm). – Режим доступа http://www.kosmofizika.ru/abmn/kuzminikh/cbk_1.htm, свободный. – Загл. с экрана.
47. Солнечная активность / Э. В. Кононович, С. А. Красоткин, В. Г. Курт [и др.]; под ред. проф. М. И. Панасюка // В кн. : Модель космоса. – М. : КДУ, 2007. – Т. 1. – С. 252 – 271.
48. Солнечные вспышки / В. Г. Курт; под ред. проф. М. И. Панасюка // Модель космоса. – М. : КДУ, 2007. – Т. 1. – С. 272 – 293.
49. Аннигиляция поля и ускорение частиц в солнечных вспышках / С. Б. Пикельнер, В. Н. Цытович // Астрон. журн. – 1975. – Т. 52. – С. 738 – 751.
50. Спектр в источнике и энергетика солнечного протонного события 7 августа 1978 г. /Л. И. Мирошниченко // Геомагнетизм и аэрономия. – 1984. – Т. 24. – № 6. – С. 865 – 870.
51. Об оценках плотности энергии солнечных космических лучей у Земли / Л. И. Мирошниченко // Геомагнетизм и аэрономия. – 1984. – Т. 24. – № 6. – С. 871 – 874.
52. Распространение заряженных частиц, генерированных во вспышке 7.08.1972 / Е. И. Морозова, О. Б. Ликин, Н. Ф. Писаренко // Геомагнетизм и аэрономия. – 1977. – Т. 17. – Вып. 5. – С. 811 – 819.

53. Исследование флуктуаций интенсивности космических лучей в стратосфере, вызываемых процессами на Солнце / А. Н. Чарахчьян // УФН. – 1964. – Т. 183. – Вып. 5. – С. 35 – 62.
54. Структура типичного нестационарного потока межпланетной плазмы по данным непосредственных измерений / К. Г. Иванов // УФН. – 1974. – Т. 114. – № 2. – С. 382 – 383.
55. Динамические процессы в межпланетной среде : пер. с англ. / Е. Н. Паркер. – М. : Мир, 1965. – 362 с. : ил.
56. Межпланетные ударные волны, генерируемые солнечными вспышками / А. Хундхаузен // В кн. : Расширение короны и солнечный ветер. – М. : Мир, 1976. – С. 212 – 271.
57. Космические лучи в межпланетных магнитных полях / И. Н. Топтыгин // М. : Наука, 1983. – 302 с. : ил.
58. Регулярный механизм ускорения заряженных частиц на фронте ударной волны / Г. Ф. Крымский // Докл. АН СССР. – 1977. – Т. 234. – № 6. – С. 1306 – 1308.
59. Исследование временных характеристик процесса ускорения заряженных частиц на ударном фронте / Г. Ф. Крымский, В. К. Елшин, Ю. А. Ромащенко [и др.]. // Изв. АН СССР. Сер. Физ. – 1978. – Т. 42. – № 5. – С. 1070 – 1074.
60. Солнечно-земная физика: результаты экспериментов на спутнике Коронас-Ф / под ред. В. Д. Кузнецова. – М. : Физматлит, 2009. – 488 с.
61. Динамика потока энергичных солнечных частиц вблизи крупномасштабных возмущений солнечного ветра / В. Е. Тимофеев, В. В. Клименко, И. П. Безродных [и др.] // Космические исследования. – 1989. – Т. 27. – Вып. 2. – С. 272 – 279.
62. Ускорение частиц до релятивистский энергий в межпланетной среде / Н. П. Чирков, А. Т. Филиппов // Изв. АН СССР. Сер. Физ. – 1977. – Т. 41. – № 9. – С. 1776 – 1781.
63. Модель космоса. Т. I / под редакцией профессора М. И. Панасюка // Физические условия в космическом пространстве. – М. : КДУ. – 2007. – 872 с. : ил.
64. Модель космоса. Т. II. / под редакцией профессора Л. С. Новикова // Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. – М. : КДУ. – 2007. – 1144 с.
65. Магнитная гидродинамика / Т. Каулинг. – М. : Изд. ин. лит., 1959. – 132 с.
66. Солнечный ветер и гелиосферное магнитное поле / И. С. Веселовский; под ред. проф. М. И. Панасюка // В кн. : Модель космоса. – М. : КДУ, 2007. – Т. 1.– С. 314 – 401.
67. Солнечно-земная физика. Часть 1. Солнце и межпланетная среда / А. Г. Колесник. – Томск : ТГУ, 2010. – 215 с. : ил.
68. Квазистационарные истечения частиц из активных областей на Солнце и корональные дыры / Э. Р. Мустель // Астрон. ж. – 1980. – Т. 57. – № 2. – С. 225 – 230.
69. Модуляция космических лучей в межпланетном пространстве / Г. Ф. Крымский. – М. : Наука, 1969. – 151 с. : ил.
70. Модель движущегося магнитного зеркала и форбуш-эффект в космических лучах / А. В. Белов, Л. И. Дорман, Б. А. Шахов // Геомагнетизм и аэрономия. – 1973. – Т. 13. – № 3. – С. 399 – 405.

71. Динамика радиационных условий в космосе / Л. И. Мирошниченко, В. М. Петров. – М. : Энергоатомиздат. – 1985. – 152 с. : ил.
72. Отклик в изменениях приземного давления на воздействие космических лучей / В. Г. Григорьев, И. П. Безродных, Е. И. Морозова [и др.] // Геомагнетизм и аэрономия. – 2002. – Т. 42. – № 4. – С. 547 – 549.
73. Воздействие космических лучей на скрытую энергию атмосферы / В. Е. Тимофеев, В. Г. Григорьев, Е. И. Морозова [и др.] // Геомагнетизм и аэрономия. – 2003. – Т. 43. – № 5. – С. 683 – 687.
74. Динамика частотного спектра флуктуаций межпланетного магнитного поля и космических лучей / И. П. Безродных, В. А. Кузьмин, В. И. Козлов [и др.] // Геомагнетизм и аэрономия. – 1982. – Т. 22. – № 6. – С. 1016 – 1018.
75. Структура и динамика межпланетных ударных волн и их влияние на радиационные условия на орбитах космических аппаратов / И. П. Безродных, Е. И Морозова, С. Г. Казанцев [и др.] // Вопросы электромеханики. Труды НПП ВНИИЭМ. – М. : ФГУП «НПП ВНИИЭМ», 2010. – Т. 119. – № 6. – С. 15 – 24.
76. Флуктуации космических лучей на Земле во время солнечных вспышек / Я. Л. Блох, И. Я. Либин, К. Ф. Юдахин // Геомагнетизм и аэрономия. – 1984. – Т. 24. – № 6. – С. 875 – 878.
77. The Magnetic field turbulence near Interplanetary shock fronts / E. I. Morozova, N. F. Pissarenko, W. Reidler [et al.] // Preprint IWF 8406. – Austria : Space research institute, 1984. – 41 p.
78. The Magnetic field turbulence near Interplanetary shock fronts / E. I. Morozova, N. F. Pissarenko, Ye. G. Yeroshenko [et al.] // Twenty-Fifth plenary meeting committee on space research. – XXV COSPAR. – Gras. – Austria. – 25 June – 7 July 1984. – P. 140 – 141.
79. Динамика спектра мощности ММП за фронтом ударной волны 1 – 2 февраля 1982 г. / Е. И. Морозова, Л. В. Евдокимова, Е. Ю. Будник [и др.] // Солнечный ветер и околоземные процессы. – М. : Наука, 1986 г. – С. 8 – 19.
80. Межпланетная ударная волна 1 февраля 1982 г. Магнитная структура и спектр мощности ММП / Е. И. Морозова, Л. В. Евдокимова, Е. Ю. Будник [и др.] // Космические исследования. – 1986. – Т. 24. – № 6. – С. 917 – 925.
81. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений / Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. – М. : Наука, 1966. – 686 с.
82. Магнитная гидродинамика / С. И. Сыроватский // УФН. – 1957. – Т. 62. – Вып. 3. – С. 247 – 303.
83. Магнитосфера Земли : в кн. : Модель космоса / И. И. Алексеев, В. В. Колегаев // Под ред. проф. М. И. Панасюка. – М. : КДУ, 2007. – Т. 1. – С. 417 – 455.
84. Плазмосфера Земли / К. И. Грингауз, В. В. Безруких // Геомагнетизм и аэрономия. – 1977. – Т. 17. – № 5. – С. 784 – 790.
85. Хесс В. Радиационный пояс и магнитосфера : пер. с англ. / В. Хесс. – М. : Атомиздат, 1972. – 352 с. : ил.
86. Редерер Х. Динамика радиации, захваченной геомагнитным полем : пер. с англ. / Х. Редерер. – М. : Мир, 1972. – 193 с. : ил.
87. Физика межпланетного и околоземного пространства / И. С. Веселовский, А. П. Кропоткин. – М. : Университетская книга, 2010. – 116 с. : ил.

88. Физика магнитосферы : пер. с англ. /Л. Лайонс, Д. Уильямс. – М. : МИР, 1987. – 312 с. : ил.
89. Биттенкорт Ж. А. Основы физики плазмы : пер. с англ. / Ж. А. Биттенкорт; под общ. ред. Л. М. Зеленого. – М. : ФИЗМАТЛИТ, 2009. – 584 с. : ил.
90. Тверской Б. А. Основы теоретической космофизики. Избранные труды / Б. А. Тверской // Сост. М. Ф. Бахарева, А. В. Гетлинг, Э. Н. Сосновец [и др.]. – М. : Едиториал УРСС. – 2004. – 366 с. : ил.
91. Космические лучи в магнитном поле Земли / Л. И. Дорман, В. С. Смирнов, М. И. Тясто. – М. : НАУКА, 1971. – 400 с. : ил.
92. Радиационные пояса Земли : пер. с англ. / Под ред. В. П. Шабанского. – М. : Изд. Иностранной литературы, 1962. – 208 с. : ил.
93. Физика магнитосферы : пер. с англ. / под ред. Д. Вильямса и Дж. Мида. – М. : Мир, 1972. – 592 с. : ил.
94. Космическая геофизика : пер. с англ. / Под ред. А. Эгеланда [и др.]. – М. : Мир. 1976. – 544 с. : ил.
95. О формировании зазора в электронной компоненте радиационных поясов / П. А. Беспалов, Х.-У. Вагнер, А. Графе [и др.] // Геомагнетизм и аэрономия. – 1983. – Т.23. – Вып.1. – С. 68 – 74.
96. ESSA Technical Report / D. J. Williams. – ERL 180-SQL 16, 1970.
97. Dessler A. J., Parker E. N. Hydromagnetic theory of geomagnetic storms / A. J. Dessler , E. N. Parker // J. Geophys. Res. 1959. – V. 64. – P. 2239 – 2242.
98. Frank L. A. On the extraterrestrial ring current during geomagnetic storm / L. A. Frank // J. Geophys. Res. – 1967. – V. 72. – P. 3753 – 3767.
99. Тверской Б. А. Основные механизмы формирования радиационных поясов Земли : в кн.: Физика магнитосферы / Б. А. Тверской // под ред. Д. Вильямса и Дж. Мида. – М. : Мир, 1972. – С. 278 – 291.
100. Потоки частиц во внешнем геомагнитном поле : в кн. : Физика магнитосферы : пер. с англ. / С. Н. Вернов, Е. В. Горчаков, С.Н. Кузнецов [и др.]; под ред. Д. Вильямса и Дж. Мида. – М. : Мир, 1972. – С. 318 – 344.
101. Frank L. A. Inward Radial Diffusion of Electrons of Greater Than 1.6 Million Electron Volts in the Outer Radiation Zone / L. A. Frank // J. Geophys. Res. – 1965. – V. 70. – № 15. – P. 3533 – 3540.
102. Кеннел Ч. Ф. Следствие существования магнитосферной плазмы : в кн. : Физика магнитосферы : пер. с англ. / Ч. Ф. Кеннел; под ред. Д. Вильямса и Дж. Мида. – М. : Мир, 1972. – С. 462 – 516.
103. Limit on Stably Trapped Particle Fluxes / C. F. Kennel and H. E. Petschek // J. Geophys. Res. – 1966. – V. 71. – № 1. – P. 1 – 28.
104. Беспалов П. А. Циклотронная неустойчивость магнитосферного пробкотрона / П. А. Беспалов // Исследование по геомагнетизму, аэрономии и физики Солнца. – 1982. – № 61. – С. 92 – 104.
105. Робертс Ч. С. Диффузия электронов по питч – углам в магнитосфере : в кн. : Физика магнитосферы : пер. с англ. / Ч. С. Робертс; под ред. Д. Вильямса и Дж. Мида. – М. : Мир, 1972. – С. 374 – 412.
106. Трахтенгерц В. Ю. Релаксация плазмы с анизотропным распределением по скоростям : в кн.: Основы физики плазмы. Т. 2 / В. Ю. Трахтенгерц; под ред. проф. А. А. Галеева и Р. Судана. – М. : ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ, 1984. – С. 498 – 533.

107. Безродных И. П. Исследование внешнего радиационного пояса Земли [электронный ресурс] : в кн. Космофизические исследования в Якутии. Часть 2 / И. П. Безродных. – Якутск : ЯФ Изд-ва СО РАН, 2000. – С. 156 – 162. – Режим доступа : http://www.cosmic-rays.ru/Bezrodnykh.aspx, свободный. – Загл. с экрана : http://www.cosmic-rays.ru/articles/B57.pdf.
108. On Possibility of Isotropization of Solar Particle Flux in Process of Their Penetration into the Earth's Magnetosphere / I. P. Bezrodnykh, V. V. Klimenko, G.F. Krymsky [et al.] // Intern. Cosmic Ray Conf. Conference Papers. – Paris. – 13 – 25 July. – 1981. – V.3. – P. 401 – 404.
109. Экспериментальное исследование распространения потоков заряженных частиц в солнечной короне и межпланетной среде / В. В. Клименко. – Кандидатская диссертация. – М. : ИПГ, 1983. – 198 с. – (рукопись).
110. Вариации интенсивности потока релятивистских электронов на орбите геостационарного спутника / И. П. Безродных, Е. И. Морозова, Ю. Г. Шафер // Космические исследования. – 1986. – Т. 24. – Вып. 5. – С. 762 – 769.
111. Динамика потоков электронов на геостационарной орбите и их связь с солнечной активностью / И. П. Безродных, Ю. Г. Шафер // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1983. – Т. 47. – № 9. – С. 1684 – 1686.
112. Влияние крупномасштабных возмущений солнечного ветра на динамику релятивистских электронов внешнего радиационного пояса / И. П. Безродных, Е. И. Морозова, Ю. Г. Шафер // Космические исследования. – 1987. – Т. 25. – № 1. – С. 64 – 73.
113. О связи долгопериодических вариаций электронов во внешнем радиационном поясе Земли с параметрами солнечного ветра / И. П. Безродных, Ю. Г. Шафер // Космические исследования. – 1982. – Т. 20. – Вып. 4. – С. 639 – 641.
114. Origins of the Low-Energy Relativistic Interplanetary Electrons / J. H. Eraker // Astrophysics J. – 1982. – V. 257. – P. 862 – 880.
115. Сравнительная геоэффективность квазистационарных и вспышечных потоков солнечного ветра / М. С. Бобров // Геомагнетизм и аэрономия. – 1981. – Т. 21. – № 1. – С. 15 – 21.
116. О неустойчивости плазмы с анизотропным распределением скоростей в магнитном поле / Р. З. Сагдеев, В. Д. Шафранов // ЖЭТФ. – 1960. – Т. 39. – С. 181 – 184.
117. Релаксация плазмы с анизотропным распределением по скоростям. В кн.: Основы физики плазмы. Т. 2./ В. Ю. Трахтенгерц; под ред. проф. А. А. Галеева и Р. Судана. – М. : Энергоатомиздат, 1984. – С. 498 – 533.
118. Неустойчивости плазмы в магнитных ловушках / А. Б. Михайловский. – М. : Атомиздат, 1978. – 296 с.
119. Авроральная магнитосфера / Л.Л. Лазутин // В кн.: Модель космоса (под ред. проф. М. И. Панасюка). – М.: КДУ, 2007. – Т. 1. – С. 547– 576.
120. К вопросу об изменении поглощения в зоне полярных сияний с циклом солнечной активности. В кн. : Солнечно-Земная физика / Е. М. Жулина; под ред. В. М. Обридко. – М. : Наука, 1969. – Вып. 1. – С. 177 – 180.
121. Природа аномального поглощения космического радиоизлучения в нижней ионосфере высоких широт / В. М. Дриацкий // Л. : Гидрометиоиздат, 1973. – 222 с. : ил.
122. Auroral Particles and Imagery. The Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory [электронный ресурс]. – Режим доступа: http://sd-www.jhuapl.edu/Aurora/, свободный.

123. Фельдштейн Я. И. Полярные сияния, полярные суббури и их взаимосвязь с динамикой магнитосферы. В кн.: Физика магнитосферы / Я. И. Фельдштейн; под ред. Д. Вильямса и Дж. Мида и др. – М. : Мир. 1972. – С. 228 – 277.
124. Disturbances in the lover onosphere by the solar X-ray flares and their registration by the riometr station meridional chain / V. A. Kuzmin, V. D. Sokolov, I. P. Bezrodnykh // 8-th Scientific Assembly of IAGA. – Uppsala. – Sweden. – 1997. – P. 138.
125. Registratio of the sudden cosmic noise absorption due to solar X-ray flaers by the riometr station meridional chain / V. A. Kuzmin, V. D. Sokolov, I. P. Bezrodnykh // Физика авроральных явлений. Апатиты. – 1997. – Препринт ПГИ-97- 01-101. – С. 31.
126. Change of riometric absorption frequency in the 22-nd solar activity cycle / V. A. Kuzmin, V. D. Sokolov, I. P. Bezrodnykh // Physics of auroral phenomena. Apatity. – 1999. – Preprint PGI-99-01-107. – P. 44.
127. Dynamics of the power spectrum of riometric absorption frequency in the solar activity cycle / V. A. Kuzmin, V. D. Sokolov, I. P. Bezrodnykh // Physics of auroral phenomena. – Apatity. – 1999. – Preprint PGI-99-01-107. – P. 44.
128. Длиннопериодные изменения поглощения космического радиошума в D-области авроральной ионосферы / В. А. Кузьмин, И. П. Безродных, В. Д. Соколов, Р. Х. Хантаев // Международная конф. «Физика ионосферы и атмосферы Земли». – Иркутск. – 1998. – С. 100 – 101.
129. Регистрация внезапных ионосферных возмущений меридиональной цепочкой риометрических станций / В. А. Кузьмин, В. Д. Соколов, И. П. Безродных // Геомагнетизм и аэрономия. – 1998. – Т. 38. – № 1. – С. 163 – 166.
130. Динамика спектра мощности частоты высыпания в авроральной ионосфере в период фазы спада и минимума 22-го цикла солнечной активности / В. А. Кузьмин, В. Д. Соколов, И. П. Безродных // Геомагнетизм и аэрономия. – 2000. – Т. 40. – № 3. – С. 114 – 118.
131. Вариации частоты высыпания частиц в 22 цикле солнечной активности / В. А. Кузьмин, В. Д. Соколов, И. П. Безродных // Геомагнетизм и аэрономия. – 2000. – Т. 40. – № 6. – С. 103 – 106.
132. Солнце и солнечная корона. В кн.: Модель космоса / Э. В. Кононович, С. А. Красоткин, В. Г. Курт; под ред. проф. М. И. Панасюка. – М. : КДУ, 2007. – Т. 1. – С. 219 – 251.
133. Зарядовый состав потока высокоэнергичных электронов и позитронов радиационного пояса Земли / С. А. Воронов, А. М. Гальпер, В. Г. Кириллов-Угрюмов, С. В. Колдашов, А. В. Попов // Письма в ЖЕТФ. – 1986. – Т. 43. – Вып. 5. – С. 240 – 241.
134. Высокоэнергичные электроны и позитронов в радиационном поясе Земли / С. А. Воронов, А. М. Гальпер, В. Г. Кириллов-Угрюмов [и др.] // Геомагнетизм и аэрономия. – 1987. – Т. 27. – № 3. – С. 492 – 494.
135. О связи вариаций релятивистских электронов во внешнем радиационном поясе Земли со скоростью солнечного ветра/ И. Н. Сенчура, П. И. Шаврин // Космические исследования. – 1988. – Т. 26. – Вып. 5. – С. 791 – 793.
136. Радиационные условия для высокоорбитальных космических аппаратов в период максимума солнечной активности / А. Е. Шилов, С. Н. Волков,

И. П. Безродных [и др.] // Вопросы электромеханики. Труды НПП ВНИИЭМ. – М. : ФГУП «НПП ВНИИЭМ», 2010. – Т. 115. – № 2. – С. 47 – 52.
137. Радиационные условия на солнечно-синхронных орбитах в период максимума солнечной активности / И. П. Безродных, С. Г. Казанцев, В. Т. Семенов // Вопросы электромеханики. Труды НПП ВНИИЭМ. – М. : ФГУП «НПП ВНИИЭМ», 2010. – Т. 116. – С. 23 – 26.
138. The average magnetic field configuration of the outer magnetosphere / D.H. Fairfield // J. Geophys. Res. – 1968. – V. 73. – № 23. – P.7329 – 7338.
139. Energetic particle flux observed by GMS during the February 14 -17, 1978 geomagnetic storm / T. Nagai, M. Kawamura, T. Kohno // Solar Terrestrial Environ. Res. – Japan. – 1979. – V. 3. – P. 133.
140. Do Jovian electrons influence the terrestrial outer radiation zone? / D. M. Baker, P. R. Higbie, R. D. Relian, E.W. Hones, Jr. // Geophys. Res. Letts. – 1979. – V. 6. – № 6. – P. 531.
141. Хаффнер Дж. Ядерное излучение и защита в космосе / Дж. Хаффнер. – М. : Атомиздат, 1971. – 316 с. : ил.
142. Уравнение Фоккера-Планка в теории радиационных поясов / Ю. И. Губарь, В. П. Шабанский // Энергичные частицы в магнитосфере Земли : сб. ст. – Апатиты: Кольский филиал АН СССР, 1982. – С. 26 – 31.
143. Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом / А. П. Черняев. – М. : ФИЗМАТЛИТ, 2004. – 152 с. : ил.
144. Access the ESTAR Database [электронный ресурс]. – База данных и программное обеспечение. – Режим доступа: http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/method.html/, свободный.
145. Определение линейных потерь энергии высокоэнергичных ионов в чувствительном объеме изделия электронной техники при проведении испытаний на устойчивость к эффектам одиночных событий / В. Ф. Зинченко, К. В. Лаврентьев, А. К. Липский // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. – Лыткарино : ФГУП «НИИП». – Выпуск 1. – С. 32 – 36.
146. The Passage of Fast Electrons Through Matter / R. D. Birkhoff // Handbuch der Physik ed. (S. Flugge), Bd 34. – Berlin : Springer, 1958. – P. 53 – 136.
147. Тормозное излучение электронов в веществе космического аппарата. Методика расчёта / И. П. Безродных, Е. И. Морозова, А. А. Петрукович [и др.] // Вопросы электромеханики. Труды ВНИИЭМ. – М. : ФГУП «НПП ВНИИЭМ», 2011. – Т. 120. – № 1. – С. 37 – 44.
148. Онучин А. П. Экспериментальные методы ядерной физики / А. П. Онучин. – Новосибирск : НГТУ. – 2010. – 220 с. : ил.
149. Наблюдения космического излучения под землей и их объяснение. В кн. : Физика космических лучей / Е. Джордж; под ред. Дж. Вильсона. – М. : Иностранная литература, 1954. – Т. 1. – С. 328 – 378.
150. Космические лучи: состав, спектр, анизотропия и происхождение. В кн. : Итоги науки и техники. Серия астрономия / Л. И. Дорман; под редакцией д-р физ.- мат. наук А. П. Кропоткина. – М. : ВИНИТИ, 1988. – Т. 33. – С. 3 – 120.
151. Происхождение космических лучей / В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский // М. : РАН СССР. – 1963. – 384 с. : ил.

152. Elemental Composition and Energy Spectra of Galactic Rays / R. A. Medwadlt // Proc. From Conference on Interplanetary Particle Environment, JPL Publication 88 – 28. – Pasadena. – 1988. – P. 121 – 132.
153. J. Barth Modeling Space Radiation Environments, 1997 IEEE NSREC Short Course, Snowmass Village. – CO. – USA. – July 21, 1997 [электронный ресурс] – Режим доступа: http://space.epfl.ch/webdav/site/space/shared/industry_media/02%20EPFL_space_environment.pdf, свободный.
154. Беленький С. З. Лавинные процессы в космических лучах / С. З. Беленький. – М. : Гостехиздат, 1948. – 243 с. : ил.
155. Анализ ядерных соударений большой энергии, происходящих в фотографических эмульсиях. В кн.: Физика космических лучей. Том 1 : пер. с англ. / У. Камерини, В. Локк и Д. Перкинс; под ред. Дж. Вильсона. – М. : Изд. Иностранная литература. – 1954. – 438 с.
156. Радиационные условия на орбите КА «Ионосфера» / И. П. Безродных, Е. И. Морозова, А. А. Петрукович [и др.] // Вопросы электромеханики. Труды ВНИИЭМ. – М. : ФГУП «НПП ВНИИЭМ». – 2011. – Т. 123. – № 4. – С. 19 – 28.
157. Квалификация электротехнических материалов, проводов и кабелей для применения на внешней поверхности космических аппаратов / А. П. Тютнев, И. В. Кочетов, В. Т. Семенов, И. П.Безродных // Вопросы электромеханики. Труды ВНИИЭМ. – М. : ОАО Корпорация «ВНИИЭМ», 2012. – Т. 126. – № 1. – С. 29 – 36.
158. The Space Environment Information System, ESA Technical Officer [электронный ресурс]. – База данных и программное обеспечение. – Режим доступа : http://www.spenvis.oma.be, свободный.
159. Методика вычисления L, B-координат. В кн. : Нормативная модель радиационных условий в околоземном космическом пространстве / И. В. Гецелев, Ю. А. Милицкий. – М. : в/ч 67947, НИИЯФ МГУ. – 1971. – С. 76 – 86.
160. Модель оценки характеристик воздействия внешней среды на космические аппараты. В кн. : Модель Космоса / И. В. Гецелев. – М. : Изд.-во МГУ, 1973. – Т. 3. – С. 147 – 151.
161. Введение в расчетную модель / И. В. Гецелев // Модель Космоса. – М. : Изд.-во МГУ, 1973. – Т. 3. – С. 7 – 13.
162. Модель расчета характеристик радиационных условий на траекториях полета КА. В кн. : Модель Космоса / И. В. Гецелев. – М. : Изд.-во МГУ, 1978. – Т. 3. – С. 204 – 211.
163. Расчет функций распределения L, B-координат для различных орбит спутников. В кн. : Модель Космоса / И. В. Гецелев, В. И. Северинов. – М. : Изд.-во МГУ, 1978. – Т. 3. – С. 345 – 352.
164. Модель пространственно-энергетического распределения потоков заряженных частиц (протонов и электронов) в радиационных поясах Земли / И. В. Гецелев, А. А. Гусев, Л. А. Дарчиева [и др.] // Препринт 91-37/241. – М. : НИИЯФ МГУ, 1991.
165. Радиационная обстановка на борту космических аппаратов / И. В. Гецелев, А. И. Зубарев, О. Л. Пудовкин. – РВСН, ЦИПК. – 2001. – 312 с. : ил.

Научное издание

Безродных Иннокентий Петрович
Тютнев Андрей Павлович
Семёнов Владимир Тимофеевич

РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В КОСМОСЕ. ЧАСТЬ 1. РАДИАЦИЯ В ОКОЛОЗЕМНОМ КОСМИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Монография

Редактор *А.Б. Алабужева, О.А. Чунихина*
Корректор *Е.В. Фаррахова*

Подписано в печать.
Формат 70 × 100 1/16.
Печ. *л*. 8,6. Тираж 300 экз.

Адрес редакции:
ОАО «Корпорация «ВНИИЭМ»,
101000, г. Москва, а/я 496.
Телефон: 625-13-81. Факс: 607-49-62.
E-mail: vniiem@orc.ru.

Отпечатано в ООО «САМ-ПОЛИГРАФИСТ»
Москва, Протопоповский пер., *д*. 6.