Х-40

В. ХЕСС

РАДИАЦИОННЫЙ ПОЯС И МАГНИТОСФЕРА

Перевод с английского канд. физ.-матем. наук Ю. К. ЗЕМЦОВА,
Э. М. ДУБИНИНА и Э. К. СОЛОМАТИНОЙ
Под редакцией канд. физ.-матем. наук И. М. ПОДГОРНОГО

52416





МОСКВА АТОМИЗДАТ 1972

ПРЕДИСЛОВИЕ К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

Книга «Радиационный пояс и магнитосфера» написана известным американским специалистом в области освоения космоса В. Н. Хессом и отражает основные результаты изучения магнитосферы и межпланетной среды. При изложении материала автор в основном использует работы, выполненные в США. Во многих случаях рассматриваются также и исследования советских ученых. В некоторых местах американского издания обнаружены неточности в изложении истории открытия отдельных явлений, протекающих в космосе. В частности, в первой главе нет ссылки на доклад С. Н. Вернова и сотр. на II Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии в 1958 г. Именно в этой работе были сформулированы основные закономерности поведения заряженных частиц в радиационных поясах. Поэтому в соответствующих местах русского перевода сделаны замечания или исправления. Все изменения обсуждались с В. Н. Хессом на сессии КОСПАРа в Ленинграде (1970 г.). Эти обсуждения были чрезвычайно интересными и плодотворными. В процессе перевода были внесены исправления замеченных опечаток.

Книга написана живым языком, легко читается. Она содержит краткий, но содержательный обзор основных положений физики плазмы, необходимых для понимания явлений, обнаруженных на искусственных спутниках Земли. Книга В. Н. Хесса — это первая серьезная и, на мой взгляд, удачная попытка систематизировать все результаты, полученные с помощью искусственных спутников. Она несомненно полезна не только специалистам-космофизикам, но и широкому кругу научных работников, интересующихся физикой межпланетной плазмы и магнитосферы Земли, а также студентам старших курсов и аспирантам.

Перевод книги на русский язык осуществлен специалистами в области космических исследований и физики плазмы. Главы 1—5 были переведены Ю. К. Земцовым, главы 6, 7, 9 — Э. М. Дубининым, главы 8, 10 — Э. К. Соломатиной.

И. М. Подгорный

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА

Пояс захваченной радиации был обнаружен в 1958 г. профессором Ван Алленом с помощью первого американского искусственного спутника «Эксплорер-1». Опубликованный недавно библиографический сборник* включает в себя около 2500 статей, появившихся с тех пор и посвященных основному предмету данной монографии. В связи с огромным объемом накапливаемого материала становится все более сложным следить за современным уровнем развития проблемы и ориентироваться в большом объеме данных, подтверждаемых или опровергаемых дальнейшими исследованиями.

Настоящая книга — это попытка представить современное состояние проблемы. Она рассчитана как на ученых и инженеров, работающих в области космических исследований, так и на студентов, лишь приступающих к изучению данного вопроса, а также на специалистов других технических специальностей, не связанных непосредственно с космическими исследованиями.

Я понимал, что некоторые из рассмотренных в книге вопросов уже устареют к моменту ее опубликования. Это неизбежно, поскольку новые ценные статьи в этой области науки появляются со скоростью около одной статьи в день. Данная книга не замышлялась как учебное пособие и не основана на опыте учебных занятий, тем не менее она может быть полезна студентам старших курсов соответствующих специальностей.

При написании книги я пытался в разумных пропорциях сочетать теорию и эксперимент. Следует помнить, что такие явления, как полярные сияния, магнитные бури, поведение электронов внешней зоны, по сложности своей могут сравниться с биологическими объектами, и поэтому довольно часто можно найти факты, которые не согласуются с выводами, основанными на конкретных экспериментальных результатах. Делая обобщения, я старался приводить их непосредственно в общепринятых терминах, часто указывал направления, в которых необходимо вести дальнейшие исследования.

Я приводил много аргументов физически-интуитивного характера, жертвуя математической строгостью, и дал лишь общую схему вывода, опуская детали. Обширная библиография в конце каждой главы книги позволит читателю расширить свое представление о подходе к любой рассмотренной проблеме.

В первой главе дан исторический обзор развития космических исследований. Следующие две главы содержат сведения о движении частиц, их источниках и механизмах потерь и подготавливают читателя к чтению последующих глав, в которых рассматриваются физически разделимые компоненты радиационного окружения Земли. Полярные сияния (см. гл. 8) также примыкают к радиационному окружению Земли и, что совершенно очевидно, связаны с радиационным поясом.

В главе 9 рассматривается синхротронное излучение — ценное средство обнаружения захваченной радиации на больших расстояниях, например около Юпитера. Проблема частиц малых энергий, которая обсуждается в последней главе, все еще далека от завершения, и уровень понимания здесь весьма не высок.

---

* Hess W. N., Mead G. D. Particles and Field Research — A Bibliography with Author Index, NASA SP7026.

Я выражаю благодарность всем, кто помогал мне при подготовке рукописи. Особенно признателен я проф. Брайену О'Бриену и проф. Гордону Мак-Дональду (г. Лос-Анжелес) за чтение книги и комментарии к большей ее части. В обсуждении книги принимали участие проф. Дэвид Биед, проф. Джеймс Данжи, майор Джеспер Уэлч, докт. Алан Петерсон, проф. Кинси Андерсон, докт. Теодор Нортроп, докт. Дэвид Штерн, проф. Алекс Десслер, докт. Поль Накада, проф. Жуан Рёдерер, докт. Чарльс Робертс, докт. Теодор Спейсер, докт. Дон Уильямс, проф. С. Трейан, проф. Лэрри Кахилл, докт. Харри Хекман, докт. Джим Ветте, докт. Джильберт Мид, докт. Сиги Бауэр, докт. Эдвард Хоунс. Без их помощи книга не была бы завершена. Кроме того, я хотел бы поблагодарить следующие издательства за предоставленную мне возможность использовать различные цитаты и иллюстрации из их публикаций: издательство Д. Райдел, Дортрехт, Голландия; Географическое обозрение*, Арлингтон, шт. Виргиния; Журнал геофизических исследований**, Хьюстон, шт. Техас.

В. Н. Хесс

---

* Reviews of Geophysics.
** Journal of Geophysical Research.

ГЛАВА 1

ВВЕДЕНИЕ

КАК ЭТО НАЧИНАЛОСЬ

Эра космических исследований началась в 1946 г., когда ученые стали проводить физические измерения в верхних слоях атмосферы с помощью трофейных германских ракет «Фау-2». Эти полеты положили начало этапу исследований, которые привели к созданию в 1957 г. Спутника, открывшего эру искусственных спутников Земли. Благодаря этим исследованиям в настоящее время мы имеем сравнительно полную картину околоземного пространства, включая солнечный ветер, магнитосферу и радиационный пояс.

Интересно проследить, как изменились наши представления об окружающем Землю пространстве за последние 20 лет. К началу космических исследований мы знали о нем лишь то, что можно увидеть, находясь на поверхности Земли. Правда, мы располагали шарами-зондами для исследований на высотах вплоть до 30 *км* и методами изучения ионосферы с помощью радиоволн; могли наблюдать метеорные хвосты и полярные сияния на высотах около 100 *км* и выше, но тем не менее мы жили, по существу, в двухмерном пространстве. В то время считалось, что земная атмосфера имеет толщину порядка нескольких сот километров и там, по существу, кончается. Считалось, что магнитное поле Земли подобно полю намагниченного стержня; предполагалось, что оно простирается на сотни тысяч километров, затем становится все слабее и слабее и постепенно исчезает в пустом космическом пространстве (рис. 1.1). К тому времени было известно, что космические лучи приходят на Землю со всех сторон. Поскольку космические лучи изотропны, считалось, что они не имеют никакого отношения к Солнцу, а излучение Солнца практически ограничено видимым диапазоном. Вопрос о взаимосвязи солнечных и земных явлений обсуждался в весьма общих и зачастую туманных терминах. Было ясно, что солнечные вспышки каким-то образом вызывают возмущения полярных сияний: приблизительно через сутки после них на Земле, как правило, возникают магнитные бури.

Большое значение для понимания явлений, происходящих в околоземном пространстве, имеет теория магнитных бурь Чепмена—Ферраро [1], созданная еще до того, как начались измерения в космосе. Чепмен и Ферраро предположили, что в момент вспышки Солнце испускает плазменное облако, которое движется с такой скоростью, что достигает Земли приблизительно через сутки или несколько позднее. Сжатие магнитного поля Земли плазменным облаком должно приводить к увеличению напряженности поля у поверхности Земли, что в действительности и наблюдается. Такая модель магнитных бурь была предложена в 1930 г.; она считается правильной и в настоящее время. Согласно модели Чепмена—Ферраро, Солнце эмиттирует дискретные облака плазмы только в моменты солнечных вспышек. Сейчас мы знаем, что солнечный ветер «дует» все время и в момент вспышки он усиливается. В 1957 г. Зингер [2], пытаясь объяснить магнитные бури, предположил, что главная фаза бури может быть обусловлена долголетним дрейфом частиц, захваченных магнитным полем Земли. Эта идея содержит некоторые представления, необходимые для описания радиационного пояса.

В период с 1946 по 1952 г. в США проводились исследования верхних слоев атмосферы с помощью ракет «Фау-2» и «Аэроби». Были измерены давление, плотность и температура атмосферы на высотах вплоть до 200 *км*, определены

вертикальное распределение атмосферного озона и плотность электронов в *Д*- и *Е*-областях ионосферы, а также измерены потоки космических лучей на высотах от максимума Пфотцера до 150 *км* в районе Уайт Сэндс (Нью-Мехико). Было обнаружено, что на этой широте на высотах выше 50 *км* скорость счета при регистрации космических лучей остается постоянной при изменении высоты. Хороший обзор исследований верхней атмосферы по состоянию на 1953 г. дан Ньюэллом [3].

Расширение программы ракетных исследований с целью дальнейших корпускулярных измерений было связано с использованием новых типов ракет, таких, как «Аэроби» и «Викинг». В 1952 и 1953 гг. группа ученых из Айовы

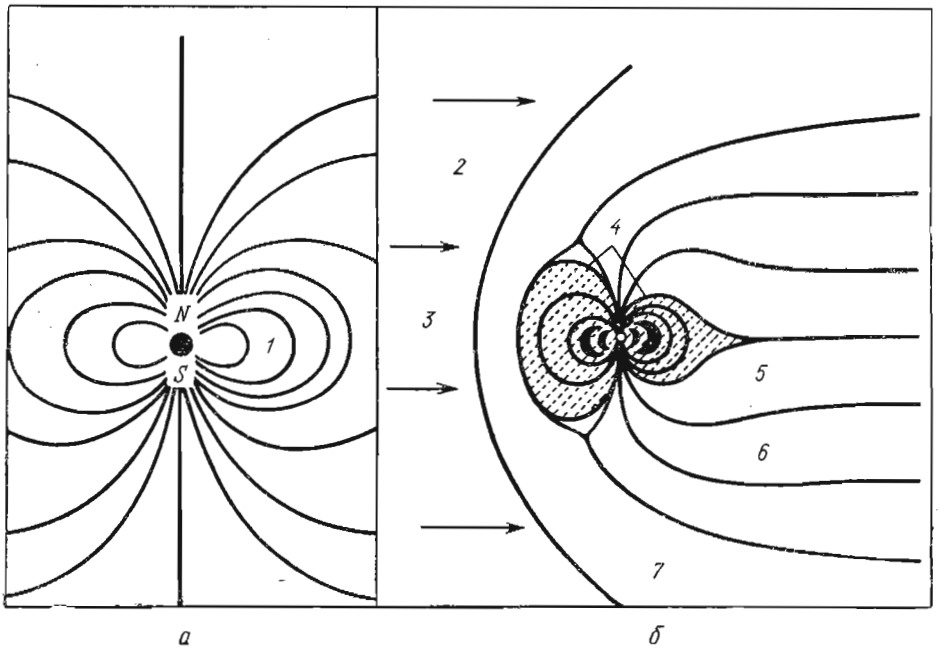


Рис. 1.1. Сведения об околоземном пространстве по состоянию на 50-е годы (*а*) и к середине 60-х годов (*б*):

1 — вакуум межпланетного пространства; *2* — ударная волна; *3* — солнечный ветер; *4* — радиационный пояс Ван Аллена; *5* — нейтральный слой; *6* — магнитосфера; *7* — переходная зона.

предприняла несколько экспедиций на кораблях военно-морского флота США вдоль северо-восточного побережья Канады от Ньюфаундленда до Баффинова залива. Во время этих экспедиций было запущено несколько аэростатов-ракетоносителей, поднимавшихся на высоту около 25 *км*, с которых затем стартовали ракеты, достигающие 100 *км* [4]. Эти запуски проводились в целях изучения космических лучей на высоких широтах. Большинство запусков привело к обычным для космических лучей результатам, но в двух полетах 1953 г. на высоте более 50 *км* (рис. 1.2) были обнаружены мощные потоки космических лучей. Оба запуска производились в зоне полярных сияний. Сопоставляя показания двух детекторов с различной экранировкой, группа Ван Аллена установила, что регистрируемые частицы обладают весьма низкой энергией и легко поглощаются. Дальнейшие полеты показали, что это «мягкое авроральное излучение» обязано своим происхождением электронам с энергией E порядка 10 *кэв*.

Эра космических исследований началась 4 октября 1957 г., когда в СССР был запущен первый искусственный спутник Земли (ИСЗ). Это событие вызвало необычайную реакцию во всем мире. К этому времени Соединенные Штаты активно работали над программой искусственных спутников уже в течение двух лет, но еще и спустя некоторое время они не имели ни одного спутника.

Первые серьезные замыслы запуска ИСЗ в США появились в 1945 г., когда комитет Бюро аэронавтики военно-морского флота (ВМФ) США под председательством Харвея Холла изучал возможность запуска спутника с помощью одноступенчатой ракеты. Комитет признал проект перспективным и предложил (явно преждевременно) использовать жидкостно-реактивный кислородно-водородный двигатель. Такая программа сталкивалась с финансовыми трудностями,

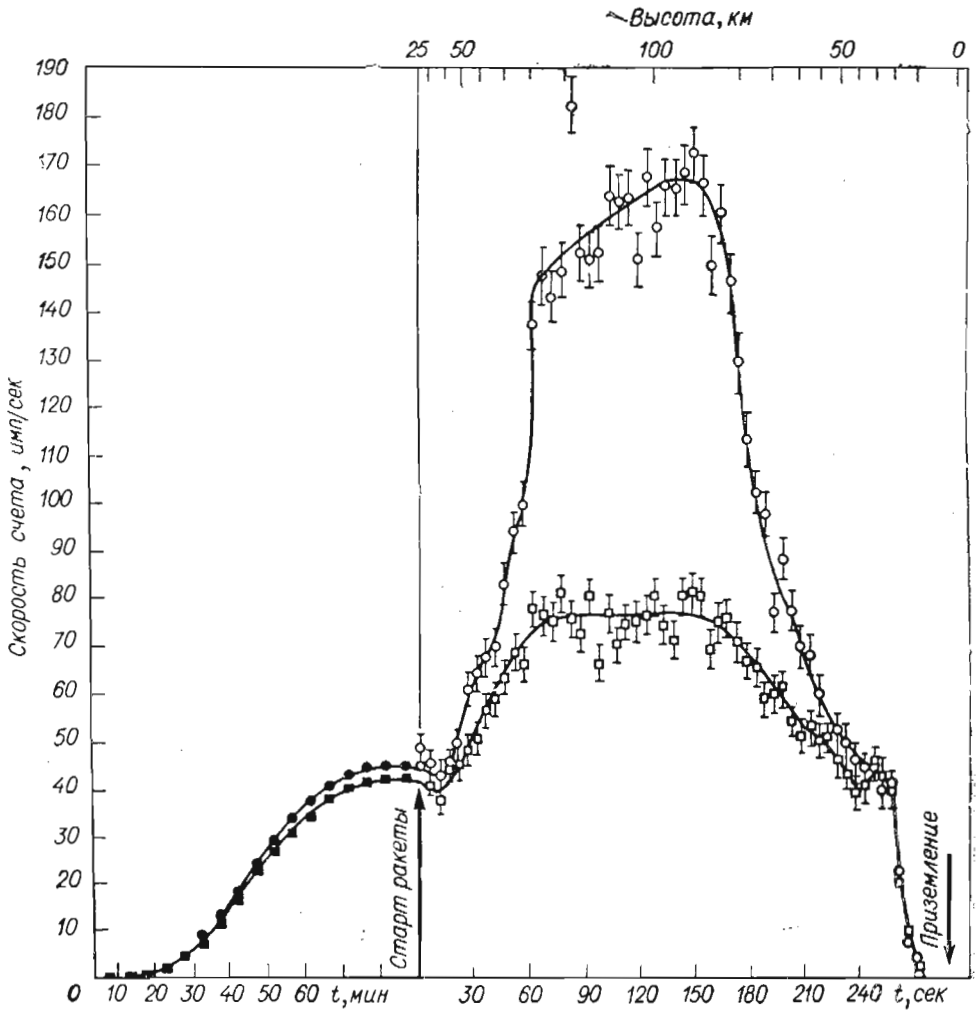


Рис. 1.2. Временный ход показаний счетчиков Гейгера—Мюллера, установленных на ракете, запущенной с аэростата, в экспериментах группы из университета Айовы в авроральной зоне. В этих полетах увеличение скорости счета на больших высотах наблюдалось только в авроральной зоне [4]:
○ — счетчик без поглотителя; □ — с поглотителем.

и в марте следующего года ВМФ обратился к соответствующим ведомствам военно-воздушных сил (ВВС) с предложением о совместной программе. Спустя некоторое время ВВС информировали ВМФ о том, что они не могут принять это предложение, и обратились к своей проектной группе РАНД (впоследствии — корпорация РАНД) с рекомендацией приступить к изучению возможности осуществления программы ИСЗ. Группа РАНД выработала предложение, известное как «Предварительный проект орбитального космического корабля». Мнение группы сводилось к тому, что программа ИСЗ бесперспективна с военной точки зрения, поскольку (как это представлялось в те времена) спутник

не может быть средством доставки тяжеловесных атомных бомб. Группа РАНД высказала предположение, что США смогут запустить спутник весом в 200 *кГ* к 1951 г., который, однако, не будет представлять интереса для военных целей, а скорее может явиться средством для научных наблюдений в области метеорологии, связи и астрономии [5]. Наконец, как подчеркивалось в проекте, спутник может стать важным средством политики и пропаганды. В этом отношении мнение группы было несомненно правильным.

В 1947 г. был организован Департамент обороны, но и после этого ни одно из военных ведомств не занималось программой ИСЗ, поскольку ни ВМФ, ни ВВС не признали до сих пор военной либо научной целесообразности программы, соразмерной с реальными расходами на ее осуществление [6]. О состоянии дел в последующее время говорит тот факт, что в ноябре 1954 г. министр обороны заявил, что ему ничего не известно о существовании в США какой-либо программы ИСЗ. Однако к тому времени проявляется повышенный интерес к программе создания спутника. При Американском ракетном обществе создается Комитет по космическим полетам. В 1954 г. этот комитет обращается к правительству с предложением субсидировать проект создания искусственного спутника и предоставить необходимые средства для его запуска [5]. Это предложение было передано на рассмотрение Национального научного фонда (ННФ), который принял его и рекомендовал включить запуск небольших научно-исследовательских спутников в программу Международного геофизического года (МГГ). Снова пробуждается интерес к спутнику в военных кругах, и в начале 1954 г. ВМФ и сухопутные вооруженные силы США приступают к совместному проекту «Орбитер», целью которого является запуск в течение двух-трех лет небольшого ИСЗ с помощью ракеты «Юпитер-С». Летом 1954 г. под давлением нарастающего интереса к спутнику созревает окончательное решение о необходимости национальной программы ИСЗ. В это время несколько научных организаций выдвигают предложение о проведении третьего Международного полярного года, который становится впоследствии Международным геофизическим годом, приуроченным к периоду повышенной солнечной активности 1957—1958 гг.

В 1954 г. Международный союз радио и Международный союз геодезии и геофизики на своих заседаниях принимают резолюции, призывающие к запуску спутников в течение предстоящего МГГ. На это предложение откликнулись США и СССР. 29 июля 1955 г. Белый дом заявил, что США запустят небольшой непилотируемый спутник в рамках участия США в программе МГГ [7]. Через два дня советский акад. Л. И. Седов, выступая на пресс-конференции в Советской дипломатической миссии, сказал, что советские ученые собираются вывести на орбиту «луну» бо́льших размеров, чем 10-килограммовый американский спутник, предлагаемый проектом «Авангард». Он заявил далее, что запуск намечено осуществить в конце лета — начале осени 1957 г. [8]. Это выступление не вызвало должной реакции, и важность его была недооценена американской прессой. Теперь, оглядываясь назад, мы видим, что советская программа ИСЗ была четко сформулирована задолго до запуска первого искусственного спутника и США имели достаточно времени для того, чтобы при желании ускорить свою программу.

По сообщению Белого дома, Департамент обороны (ДО) должен был осуществить запуск спутника в период 1957—1958 гг. [Финансирование работ возлагалось на ННФ, а программу научных экспериментов на орбите должна была определить Национальная академия наук. Однако в этом сообщении было указано лишь, что должно быть сделано, и ничего не говорилось конкретно о том, кто должен все это делать. На рассмотрение ДО поступило три предложения о запуске спутников, соответственно от сухопутных вооруженных сил, ВМФ и ВВС. Управление баллистических ракет армии США (УБРА) предлагало использовать ракету «Редстоун», оснащенную всем необходимым для запуска спутника. Группа ученых из Морской научно-исследовательской лаборатории, которая ставила эксперименты с ракетами «Фау-2» в Уайт Сэндсе и разработала ракету «Викинг», изучала, возможно ли использовать для запуска спутника

систему, основанную на существующих ракетах «Викинг» и «Аэроби». Для запуска МГГ-спутника эта группа предлагала построить трехступенчатую ракету «Авангард», последняя ступень которой оснащена двигателем нового типа, использующим твердое топливо. ВВС предлагали использовать в качестве носителя еще не существующую ракету «Атлас».

Месяц спустя специальная комиссия ДО остановила свой выбор на предложении Морской лаборатории — проекте «Авангард» и поставила перед ним следующие задачи: 1) в течение МГГ вывести на орбиту по крайней мере один спутник; 2) провести один научный эксперимент в условиях орбитального полета; 3) обеспечить слежение за спутником в целях контроля вывода его на орбиту.

Такова была программа первого американского ИСЗ [10]. Она не затрагивала ни одну из существующих военных ракетных программ, но требовала разработки принципиально новой ракеты. Хотя все указанные выше задачи и были выполнены в поставленные сроки, проект «Авангард» не стал той программой, которая осуществила запуск первого американского спутника. И с тех пор его целесообразность стала предметом дискуссий.

Реализации программы ИСЗ предшествовала оживленная межведомственная конкуренция. В этой связи весьма красноречивыми представляются факты [10], которые показывают, сколь нерешительными были действия в отношении утверждения программ и ликвидации или по крайней мере четкого определения сфер перекрытия деятельности различных служб. После того как из трех программ был выбран проект «Авангард», группа фон Брауна из УБРА получила указание от руководства сухопутных войск закрыть тематику ИСЗ и ограничиться разработкой баллистических ракет среднего радиуса действия. Однако, как выяснилось впоследствии, к счастью, группа не совсем приостановила работы над спутником. Фон Браун продолжал разработку ракеты «Юпитер-С», которая представляла собой трехступенчатую систему с ракетой «Редстоун» в качестве первой ступени. Она предназначалась для исследования вхождения головки-обтекателя в атмосферу. «По странному совпадению», «Юпитер-С» был сконструирован таким образом, что к нему можно было добавить четвертую ступень или спутник. Пентагон наблюдал за работой группы не без некоторого подозрения. К сентябрю 1956 г. система «Юпитер-С», увенчанная четвертой ступенью — 13-килограммовым макетом без видимого целевого назначения,— была готова к запуску. 20 сентября три ступени «Юпитера-С», покрыв расстояние 5000 *км*, приводнились в Южной Атлантике, развив при этом скорость 40 000 *км/ч* — лишь немного менее скорости выхода на орбиту. С действующей четвертой ступенью ракета несомненно могла бы выйти на орбиту [8].

В период до запуска первого американского ИСЗ интерес к проблеме спутника становится всеобщим [9].

В октябре 1957 г., более чем через два года после начала работ над американской программой, СССР запустил первый искусственный спутник. Реакция в США была сильной. Почему США оказались позади в этом соревновании? Так реагировала пресса и народ, но радикальных изменений в американской программе ИСЗ сделано не было.

3 ноября 1957 г. в СССР был запущен «Спутник-2» с полезной нагрузкой около 500 *кг*. Это, наконец, пробудило активность Вашингтона, и через несколько дней была выпущена следующая директива: «Министерство сухопутных вооруженных сил США приступает к программе запуска ИСЗ с помощью модифицированной системы «Юпитер-С». Эта программа является дополнительной к проекту «Авангард», имеющему своей целью вывод на околоземную орбиту искусственного спутника в соответствии с программой МГГ. Стартовые испытания, предусмотренные проектом «Авангард», проходят успешно и позволяют надеяться, что программа будет выполнена в установленные сроки и в конце этого года будет запущен искусственный спутник, оснащенный необходимым оборудованием для научных исследований. Решение о проведении дополнительной программы принято с целью обеспечить еще одно средство вывода на орбиту, в соответствии с программой МГГ, спутника, оборудованного радиопередатчиком для работы в комплексе с системой наземного слежения «Минитрек»,

а также приборами для научных исследований, утвержденных Национальной академией наук.

Но даже эта директива не открыла проекту Вернера фон Брауна «зеленую улицу». Твердые сроки работы не были установлены, и дата запуска была поставлена в зависимость от специальных указаний Министерства обороны [10]. Предпочтение отдавалось все еще проекту «Авангард», но он не оправдал возложенных на него надежд. 6 декабря 1957 г. была предпринята первая неудачная попытка запуска спутника по проекту «Авангард». Вторая попытка — 5 февраля 1958 г. — также не увенчалась успехом.

«ЭКСПЛОРЕР-1» И ОТКРЫТИЕ РАДИАЦИОННОГО ПОЯСА

Быстрыми темпами развивался новый проект искусственного спутника с использованием ракеты «Юпитер-С», разработанный УБРА. Оснащение спутника было возложено на Лабораторию реактивных двигателей. Группе Ван Аллена из Айовы было предложено разработать конструкцию счетчика Гейгера—Мюллера для установки его на борту нового спутника. В Айове уже велись работы над счетчиком подобного типа (диссертация Джорджа Людвига) в связи с проектом «Авангард», и было решено установить его на новом спутнике «Эксплорер». 31 января 1958 г. был запущен спутник «Эксплорер-1» со счетчиком Гейгера—Мюллера на борту. Счетчик не был оборудован системой записи на ленту, и его показания непосредственно принимались наземными станциями при прохождении спутника над следующими пунктами:

Блоссом Пойнт (штат Мерилэнд); Сантьяго (Чили);
Форт Стьюарт (штат Джорджия); Вумера (Австралия);
Антигуа (Барбадос); Патрик (база ВВС США, штат Флорида);
Сан-Диего (штат Калифорния); Сингапур;
Гавана (Куба); Долина Землетрясений (штат Калифорния);
Кито (Эквадор); Ибадан (Нигерия);
Лима (Перу); Темпл-Сити (штат Калифорния);
Антофагаста (Чили); Пасадена (штат Калифорния).

Данные, зарегистрированные в течение реального времени прохождения, которое составляло обычно 1—2 *мин*, поступали в Айову, где они обрабатывались Эрнстом Рейем, Ван Алленом и Людвигом. Часть прохождений давала нормальную для космических лучей скорость счета около 30 *имп/сек*, но некоторые из них показали странный результат: 0 *имп/сек* за целое прохождение. После 12 прохождений спутника над Южной Америкой группа из Айовы обнаружила, что прохождения, не зарегистрировавшие импульсов, соответствуют движению спутника вблизи апогея на высоте более 2000 *км*, а прохождения на малых высотах (500 *км*) дают нормальную скорость счета 30 *имп/сек*. Сначала было высказано предположение, что это связано с перебоями в работе счетчика, вызванными, по-видимому, температурными изменениями. Но после того как при прохождении на большой высоте над Сингапуром счетчик показал 30 *имп/сек*, это предположение было отвергнуто. К тому же температура счетчика на «Эксплорере-1» измерялась и оказалась нормальной. Таким образом, перед группой из Айовы встала проблема: как объяснить кажущееся отсутствие космических лучей на больших высотах над Южной Америкой? Рей пытался объяснить данное явление присутствием магнитных полей специфических кольцевых токов, но это оказалось безуспешным [11].

На спутнике «Эксплорер-2» также был установлен счетчик Гейгера—Мюллера из Айовы, но запуск был неудачным, и спутник упал в океан. 26 марта 1958 г. успешно был запущен «Эксплорер-3» со счетчиком Гейгера—Мюллера на борту. На спутнике был установлен полный комплекс аппаратуры, разработанный Людвигом (включая записывающее устройство), который позволял передавать на Землю данные, зарегистрированные вдоль всей орбиты. Через день после того, как с «Эксплорера-3» были получены такие полные данные,

Рей и Ван Аллен имели картину, показанную на рис. 1.3, и провели ее анализ. В начале прохождения, представленного на графике, скорость счета равна нормальной скорости счета для космических лучей. Приблизительно на 13-й минуте скорость быстро возрастает до 128 *имп/сек* — максимальной скорости регистрации записывающего устройства. Затем на 20-й минуте скорость счета резко убывает до величины, много меньшей 1 *имп/сек*, а через 10 *мин* снова поднимается до 128 *имп/сек* и в конце орбиты вновь становится равной нормальной скорости счета. Единственное разумное объяснение такого возрастания скорости счета и внезапного спада ее до нуля было выдвинуто Карлом Мак Илвейном из группы Айовы. Оно состоит в том, что счетчик входит в область с очень большим потоком частиц, и в связи с «мертвым временем» счетчика скорость счета становится равной нулю. Когда была высказана эта идея, Эрни Рей воскликнул: «Боже мой, космос радиоактивен!» — шутливое пророческое замечание. Таким образом, загадка мнимого отсутствия космических лучей была разрешена. В действительности имеется обычный фон космических лучей и огромное количество посторонней радиации, которое так велико, что импульсы, перекрываясь, уменьшаются по величине, вследствие чего нарушается запуск электронной схемы, и счет прекращается. Это открытие было наиболее драматическим во всей программе МГГ.

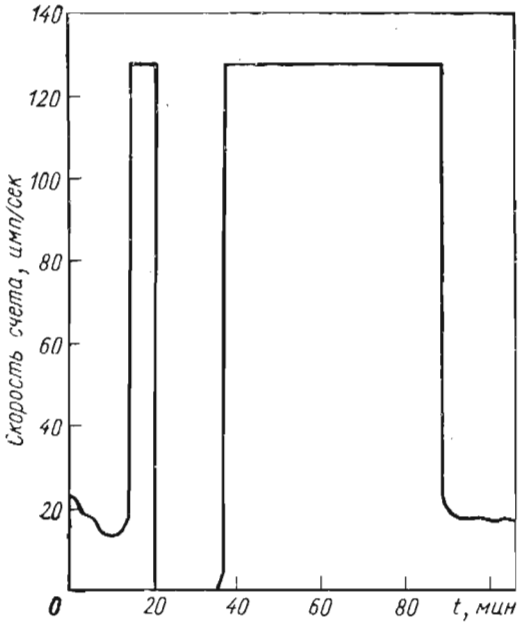


Рис. 1.3. Скорость счета при прохождении спутником радиационного пояса.

Что же представляет собой это добавочное излучение, останавливающее счетчик?

На своей первой публичной лекции о результатах исследований на спутнике [12] Ван Аллен обратил внимание на то обстоятельство, что количество вещества, которое встречает на своем пути спутник на высоте от 500 до 2000 *км*, очень мало, всего около 10^{-10} *г/см*^{2}, и нет оснований считать, что высокие потоки связаны с нейтральным излучением, приходящим на Землю извне, которое может поглощаться атмосферой. Счетчик Гейгера—Мюллера для регистрации частиц имел экран толщиной 1 *г/см*^{2}. Очень уж странным должно быть это излучение, которое проходит через слой вещества в 1 *г/см*^{2}, а затем поглощается слоем в 10^{-10} *г/см*^{2}. Большие потоки должны быть связаны с заряженными частицами. Поток этих частиц много больше потока космических лучей (в 1000 и более раз), т. е. столь велик, что было бы неразумным считать, что он связан с космическими лучами. Ван Аллен высказал предположение, что этот большой поток частиц захвачен магнитным полем Земли. Он считал, что наиболее правдоподобным было бы связать эти большие корпускулярные потоки с электронами, напоминающими по своей энергии и интенсивности то мягкое излучение, которое его группа наблюдала с помощью ракет в течение нескольких лет в зоне полярных сияний. Эта авроральная электронная заселенность имела пиковый поток при энергиях около 30 *кэв* и охватывала диапазон вплоть до 150 *кэв*. Такие электроны могли бы быть зарегистрированы детекторами, установленными на «Эксплорере-1» и «Эксплорере-3», благодаря тормозному излучению. В то время это было действительно наиболее правдоподобное объяснение наблюдаемой радиации, но сейчас мы знаем, что оно неверно и что счетчики Гейгера—Мюллера на борту «Эксплорера» регистрировали в действитель-

ности протоны с энергией $E > 30$ *Мэв*, которые беспрепятственно проходили через экран.

Идея захвата частиц магнитным полем была близка физикам того времени. Огромные усилия были направлены в лабораториях США на осуществление проекта «Шервуд» — получение управляемых термоядерных реакций в лабораторных условиях. Для таких реакций необходимы температуры порядка $10^{8°}$ К или энергии порядка 10 *кэв*. Частицы с такой энергией не могут быть заключены в обыкновенный контейнер: они расплавили бы его стенки. Для удержания частиц от соприкосновения со стенками контейнера используют магнитные поля. Устройство с магнитными зеркалами может удерживать заряженные частицы. Если частица, находящаяся внутри такой ловушки, движется в конец системы и попадает в область нарастающего магнитного поля, то она будет «отражаться» от магнитного зеркала (см. гл. 2).

Магнитное поле Земли представляет собой ловушку, аналогичную устройству проекта «Шервуд», но изогнутую в виде дуги. По мере продвижения вдоль силовой линии от экватора по направлению к поверхности Земли магнитное поле нарастает; таким образом, геометрия магнитного поля Земли такова, что оно может захватывать частицы. Этот факт был известен еще до открытия Ван Алленом интенсивной радиации с помощью «Эксплорера-1» и «Эксплорера-3», и довольно быстро было понято, что обнаруженная радиация связана с частицами, захваченными геомагнитным полем. Еще до полета «Эксплорера-1» разрабатывались планы исследования возможности захвата частиц магнитным полем Земли. Так, проект «Аргус» (1958 г.), предложенный Кристофилосом [13], предусматривал наблюдение удержания магнитным полем Земли электронов, инжектированных в результате взрыва ядерной бомбы на большой высоте. Захваченные частицы, образовавшиеся в результате взрыва, были зарегистрированы «Эксплорером-4», и, таким образом, способность геомагнитного поля захватывать заряженные частицы была доказана экспериментально [14].

Результаты анализа данных, полученных группой Ван Аллена с помощью «Эксплорера-1», представлены на рис. 1.4, *а* [15]. Как видно из рис. 1.4, *а*, кривые для различных долгот отличаются друг от друга. Это подтверждает предположение о том, что зарегистрированные частицы не представляют собой низкоэнергетичные потоки, приходящие из космоса, так как такие потоки поглощались бы на одной и той же высоте, независимо от местоположения. Если, используя графики (см. рис. 1.4, *а*), произвести пересчет, заменив высоту на напряженность магнитного поля в данной точке, то получится график, представленный на рис. 1.4, *б*. Кривые зависимости скорости счета от напряженности совпадают, следовательно, поведение частиц определяется магнитным полем и частицы заряжены, в противном случае магнитное поле не действовало бы на них. Как видно из рис. 1.4, *б*, наблюдаемые большие потоки представляют собой частицы, захваченные геомагнитным полем. Причину, вследствие которой кривые рис. 1.4, *а* становятся неразличимыми (см. рис. 1.4, *б*), можно понять, если рассмотреть движение заряженных частиц в поле диполя. При движении в таком поле захваченные частицы совершают колебания вдоль силовых линий, отражаясь в точках с одинаковым значением напряженности магнитного поля. Следовательно, если мы измеряем на некоторой широте потоки частиц в точках с одной и той же напряженностью поля, то результат не должен зависеть от долготы, что и наблюдается в действительности.

Нижний край пояса захваченной радиации, по-видимому, определяется атмосферой. Это видно из того факта, что расстояние, на котором интенсивность излучения уменьшается в e раз, совпадает со шкалой высот атмосферы, т. е. с высотой уровня атмосферы, на котором ее плотность уменьшается в e раз. Если время жизни захваченной частицы определяется атмосферой, то можно ожидать, что оно будет обратно пропорционально атмосферной плотности, что, по-видимому, и наблюдается в действительности.

Интересно заметить, что второй советский спутник, запущенный 3 ноября 1957 г., т. е. раньше, чем «Эксплорер-1», имел на борту счетчик Гейгера—Мюл-

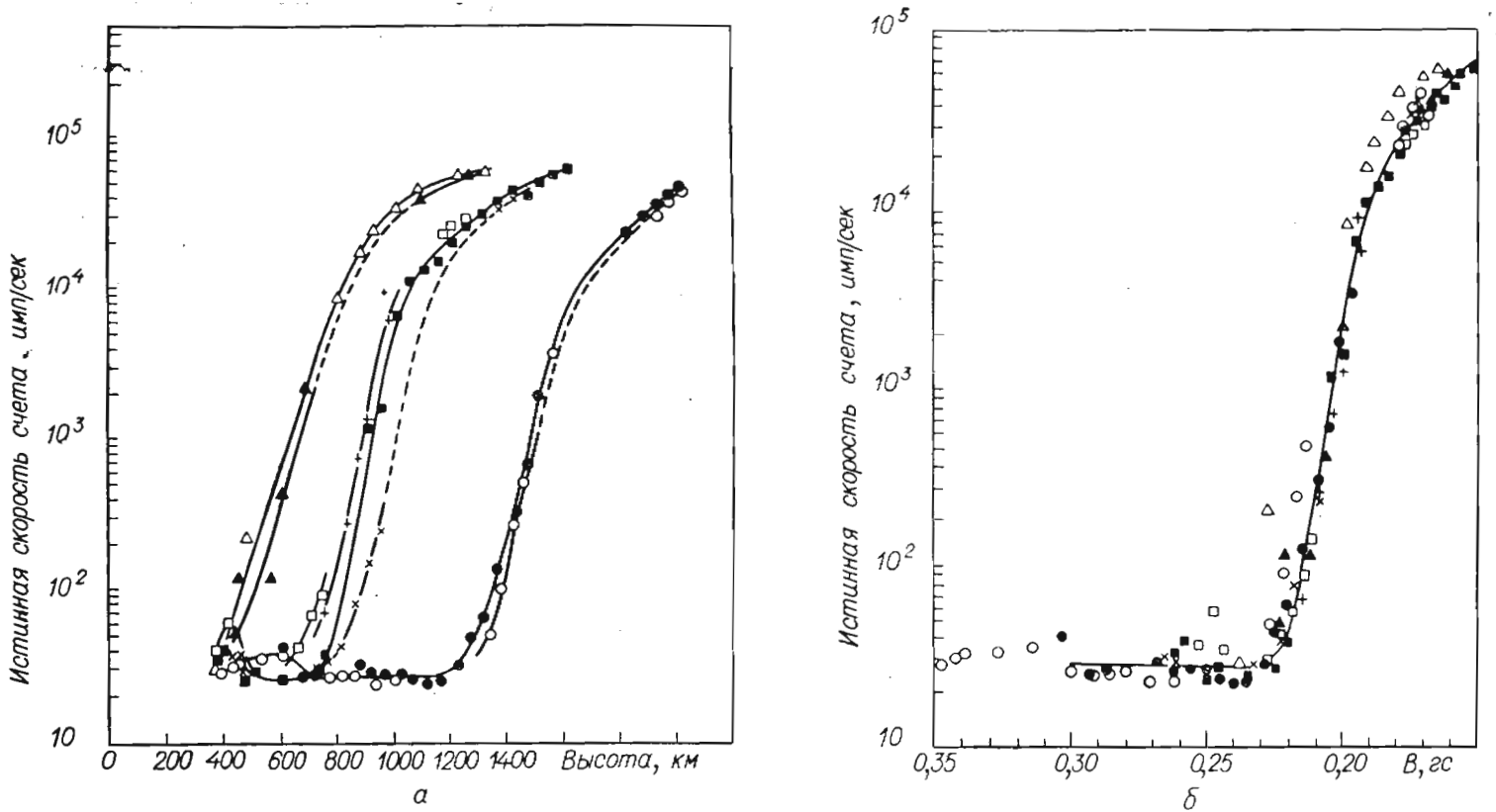


Рис. 1.4. Зависимость скорости счета от высоты (*а*) и напряженности магнитного поля (*б*):

●, ○ — результаты, полученные при полете спутника над Азией; ■, □, × — над Африкой; ▲, △, + — над Южной Америкой. Точки ○, □, △ соответствуют углу наклонения $10 < \lambda < 19°$, а для остальных точек $\lambda < 10°$.

лера и мог обнаружить радиационный пояс. Но его перигей находился на севере, так что во время сеансов связи над территорией СССР спутник захватывал только самый нижний край радиационного пояса. Записывающего устройства на борту спутника не было.

В первой статье, опубликованной в связи с полетом спутника «ИСЗ-2» [16], указано, что скорость счета возрастала с высотой при пролете спутника над СССР в интервале высот от 400 до 700 *км*, но это увеличение составило лишь около 50%, и ему не было придано особого значения. В Сиднее (Австралия) группа проф. Мессела принимала телеметрические сигналы от спутника «ИСЗ-2» и зарегистрировала данные, относящиеся к высотам до 1680 *км*, но она не располагала телеметрическим кодом и не могла обрабатывать эти данные [17].

В июне 1958 г. Мессел получил телеграмму из Советского Союза с просьбой зарегистрировать сигналы от «ИСЗ-3». Австралийская группа произвела регистрацию, но телеметрический код был получен лишь в сентябре. «ИСЗ-3» подтвердил существование радиационного пояса, обнаруженного Ван Алленом, который документально оформил свое открытие. Советские ученые заявляют [19], что на спутниках «ИСЗ-2 и 3» был обнаружен внешний радиационный пояс. В действительности двойная структура зоны захваченной радиации была обнаружена в результате измерений, проведенных на «Эксплорере-4» [19]*.

Успех «Эксплорера-1 и 3» пробудил огромный интерес к дальнейшему изучению радиационного пояса. Министерством обороны были предприняты исследования возможности инжекции электронов в геомагнитное поле при взрыве ядерной бомбы на большой высоте. Возникали некоторые сомнения по поводу устойчивости искусственным образом инжектированных частиц, но после обнаружения естественного пояса был сделан вывод, что частицы будут сравнительно устойчивыми, и работы были продолжены. Специализированному проектно-исследовательскому агентству Министерства обороны был поручен запуск двух спутников на базе ракеты «Юпитер-С» для дальнейшего исследования естественного пояса, а также частиц, инжектированных в магнитное поле в результате взрыва трех небольших однокилотонных ядерных бомб (проект под кодовым названием «Аргус»). На орбиту вышел только один из этих двух спутников. Это был «Эксплорер-4», запущенный 26 июля 1958 г. Научно-исследовательская аппаратура спутника была разработана группой Ван Аллена и предназначалась для изучения как естественного пояса радиации, так и искусственных поясов, которые могли образоваться при ядерных взрывах.

Поскольку стало ясно, что в зоне захваченной радиации имеются большие потоки естественных частиц, детекторы, установленные на «Эксплорере-4», были сконструированы таким образом, чтобы обеспечить регистрацию этих больших потоков и, кроме того, собрать определенную информацию о природе захваченных частиц. На борту спутника находилось четыре детектора с различными порогами регистрации, что позволяло получать интегральный спектр регистрируемых частиц, но было недостаточным для их идентификации.

С помощью «Эксплорера-4» была снята карта захваченной радиации в обширной области пространства и получен ее интегральный спектр [20]. Энерге-

---

* Здесь автором допущена ошибка, так как в статье [19] имеются ссылки на предыдущие работы советских физиков С.Н. Вернова, А.Е. Чудакова и их сотр., а также на доклад на Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958 г.) и статью в английском журнале Planet Space Sci., **1**, 86 (1959).

По существу этого приоритетного спора следует отметить, что орбиты первых американских спутников были ограничены низкими широтами и не пересекали область существования внешнего радиационного пояса. Орбиты же советских спутников достигали широт 65°, что позволило советским ученым С. Н. Вернову и А. Е. Чудакову обнаружить внешний пояс радиации, о чем они своевременно доложили на V Ассамблее Международного геофизического года (июль 1958 г.), на X съезде Международного астрономического союза (август 1958 г.) и на Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (сентябрь 1958 г.).

Об открытии внешнего радиационного пояса советскими учеными сообщалось в сб. «Искусственные спутники Земли», т. 2, 1958 г. (сдано в набор 22/X 1958 г.) и в английском журнале Planet. Space Sci., **1**, 86 (1959) (сдано в редакцию 17/I 1959 г.).— *Прим. науч. ред.*

тические потоки более 50 *эрг/(см²·сек·стер)*, проходящие через экран толщиной 1 *мг/см²*, были зафиксированы на высотах около 1500 *км*. Осталось неясным, являются ли детектируемые частицы протонами или электронами. «Эксплорер-4» провел также дозиметрические измерения в связи с тремя ядерными взрывами «Аргус» [14]. Эти взрывы, произведенные летом 1958 г., создали пояса захваченных электронов, образовавшихся в результате β-распада продуктов деления ядерного взрыва. Распад этих искусственных поясов наблюдался в течение нескольких недель, затем пояса стали неразличимыми.

6 декабря 1958 г. космический корабль «Пионер-3» достиг расстояния 107 400 *км* от Земли. Предполагалось, что он станет лунным зондом, однако он

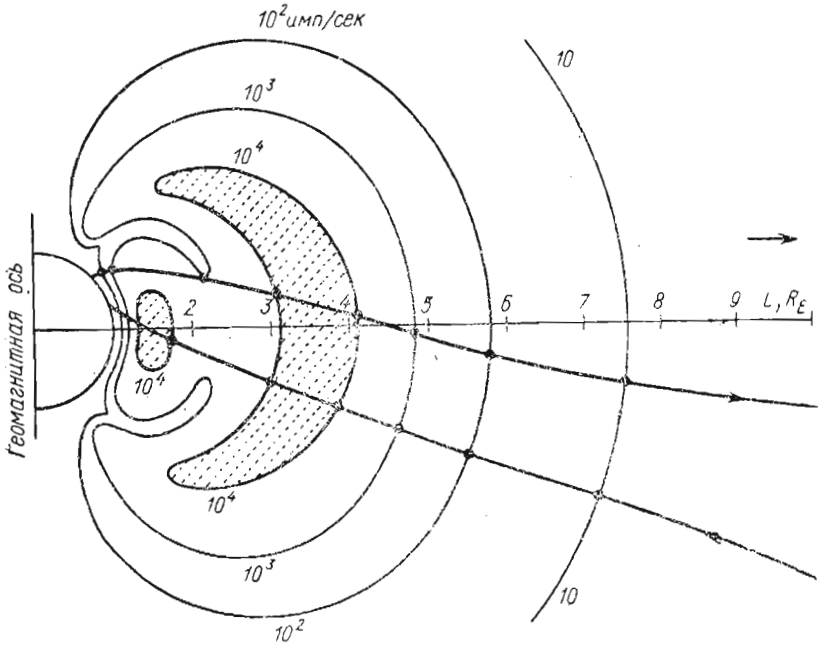


Рис. 1.5. Карта радиационного пояса, полученная Ван Алленом. Заштрихованы внутренняя и внешняя зоны повышенной скорости счета [22].

прошел мимо Луны. «Пионер-3» имел на борту два счетчика Гейгера—Мюллера для измерений пространственной протяженности захваченной радиации, обнаруженной «Эксплорером-1». Данные, полученные с помощью «Эксплорера-4» и «Пионера-3», позволили составить первую полную карту захваченной радиации, которая представлена на рис. 1.5. Эта карта относится к тем частицам (электронам и протонам), которые могли проникать через свинцовый экран толщиной 1 *г/см²*. Полученная картина указывала на присутствие двух зон радиации: внутренней и внешней. Внутренняя зона — зона излучения высокой интенсивности — наблюдалась «Эксплорером-1 и 3». Нижние края внешней зоны были обнаружены «Эксплорером-4». Разделение на внутреннюю и внешнюю зоны в какой-то мере целесообразно с количественной точки зрения, но, как мы увидим позднее, в прочих отношениях лишено особого смысла. Области захваченной радиации (см. рис. 1.5) образованы протонами с энергией $E_p > 30$ *Мэв*, электронами с энергией $E_e > 1{,}6$ *Мэв* и, возможно, малоэнергичными электронами, зарегистрированными за счет тормозного излучения.

В январе 1959 г. Советский Союз запустил в глубины космоса первую Советскую космическую ракету, которая прошла через внешнюю зону радиации. Ракета имела на борту счетчик, способный регистрировать частицы с энергией $E > 45$ *кэв*, $E > 450$ *кэв* и $E > 4{,}5$ *Мэв*. Интерпретируя результаты измерений,

С. Н. Вернов и А.Е. Чудаков полагают [19], что детектор регистрировал электроны, и, следовательно, на уровне $E_e > 450$ *кэв*, поток их равен примерно 10^5 ($см^{-2} \cdot сек^{-1} \cdot стер^{-1}$), а электронов больших энергий ($E_e > 4{,}5$ *Мэв*) очень мало: $j < 0{,}1$ ($см^{-2} \cdot сек^{-1} \cdot стер^{-1}$). По-видимому, обычно во внешнем поясе очень мало высокоэнергичных частиц.

В сентябре 1959 г. в СССР была запущена вторая Советская космическая ракета с гейгеровскими и сцинтилляционными счетчиками на борту. Ее полет происходил вдоль траектории, которая на участке внешнего пояса была близка к траектории первой космической ракеты [19]. Измерения дали аналогичные результаты, но были обнаружены временные вариации потока электронов и энергетического спектра во внешнем поясе.

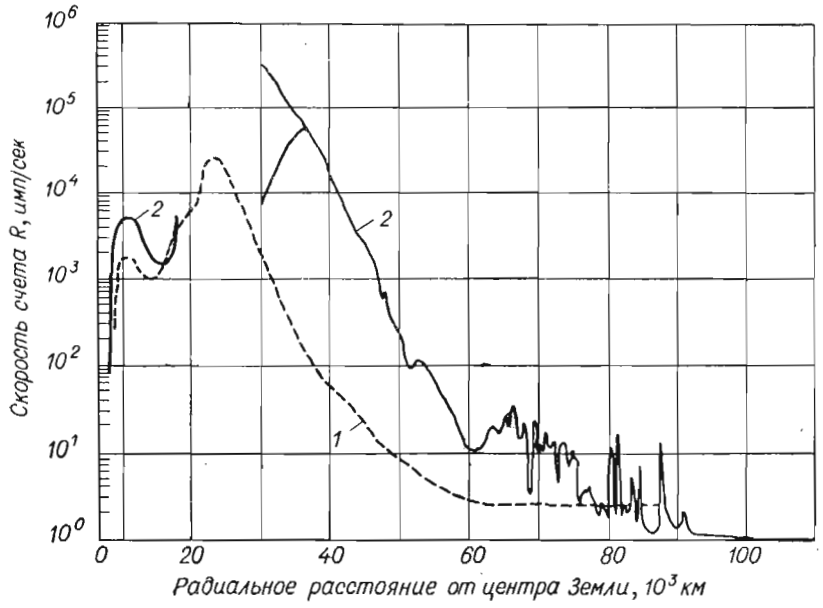


Рис. 1.6. Интенсивность радиации, полученная при измерениях на «Пионере 3» и «Пионере 4».

52416

«Пионер-4», запущенный 3 марта 1959 г., был оборудован детекторами, идентичными детекторам «Пионера-3». Вдоль аналогичной траектории он вышел на гелиоцентрическую орбиту и провел измерения радиации на расстояниях до 658 000 *км*. Он также был нацелен на Луну, но прошел мимо нее. При измерениях распределения потока было получено два максимума [22], как и на «Пионере-3».

Результаты измерений интенсивности радиации, проведенных в обоих полетах, показаны на рис. 1.6. Потоки частиц внутренней зоны в обоих случаях были по существу одинаковыми, но потоки внешней зоны во время полета «Пионера-4» (кривая *2*) оказались на порядок величины больше потоков, измеренных «Пионером-3» (кривая *1*). Сейчас мы знаем, что внешняя зона подвержена существенным временным вариациям, в то время как внутренняя зона весьма стабильна во времени. Полет «Пионера-4» завершает ту стадию исследований радиационных поясов, которую можно назвать «фазой открытий». В результате первых космических полетов были получены представления о радиальной протяженности радиационного пояса и общем пространственном распределении. Первые полеты позволили сделать грубые оценки величины потоков частиц. Однако ни в одном из этих экспериментов не производилась идентификация регистрируемых частиц.

КРАТКИЕ ВЫВОДЫ

За начальным периодом открытий последовала стадия экспериментов качественно нового типа. Эти эксперименты планировались на том этапе, когда мы уже знали, что радиационный пояс существует, и можно было сформулировать конкретные вопросы. Что представляют собой захваченные частицы и каково их энергетическое распределение? Откуда появляются эти частицы и каковы механизмы их потерь? В последующих главах детально рассмотрены эти проблемы.

В настоящее время мы имеем довольно полную картину радиационного пояса. Известно, что энергетическое распределение частиц (см. рис. 1.5) обусловлено высокоэнергичными протонами во внутренней зоне (рис. 1.7, *а*) и энергетичными электронами во внешней зоне (см. рис. 1.7, *б*). Это частицы довольно большой энергии, способные проходить через слой вещества в 1 *г/см*^{2} (около 1 *мм* Pb). Были зарегистрированы также частицы более низких энергий (см. рис. 1.7, *в* и *г*). Частицы внешней зоны, особенно электроны, подвержены значительным временным вариациям. Потоки электронов могут меняться на протяжении суток более чем на порядок величины. Особенно чувствительны они по отношению к магнитным возмущениям.

Относительно источников захваченной радиации выдвигали всевозможные предположения. Раньше возникновение радиационных поясов связывали с проведением ядерных испытаний в США и СССР.

На одном из совещаний, вскоре после открытия пояса, проф. Том Гоулд высказал предположение, что внешний пояс представляет собой некое остаточное образование, обусловленное полярными сияниями, — энергия, заключенная в полярном сиянии, достаточна для создания пояса. Но тут поспешно встал проф. Алекс Десслер и заявил, что у него есть еще одна идея: в вулканах сосредоточена энергия, еще бóльшая, чем в полярных сияниях, так что, возможно, вулканическая деятельность и является причиной образования радиационного пояса. Разумеется, это шутливое замечание, но оно подчеркивает, что только источника энергии недостаточно для объяснения. Необходимо еще количественное понимание механизма возникновения пояса. Процесс этот непрерывный. Некоторые источники достаточно хорошо изучены, но совершенно очевидно, что имеются и такие источники, которые пока еще даже не обнаружены.

Внешняя граница радиационного пояса, особенно со стороны Солнца, очень резкая (см. рис. 1.7, *г*). Поток электронов с энергией $E > 40$ *кэв* может уменьшиться в 1000 раз на расстоянии около 100 *км* и, как бы ударом топора, отсекаться до уровня фона космических лучей. Такая резкая граница обусловлена солнечным ветром.

В 1950 г. Бирман [23], исследуя длинные прямые хвосты комет первого типа (рис. 1.8), показал, что для их объяснения необходимо предположить, что существует поток частиц, исходящий из Солнца в радиальном направлении. Этот поток, названный солнечным ветром и теперь непосредственно измеренный с помощью спутников, состоит в основном из протонов с энергией, которая грубо может быть оценена в 500 *кэв*, и равного по концентрации количества электронов малых энергий. В окрестности Земли солнечный ветер, будучи хорошим проводником, не может проникнуть в геомагнитное поле и потому сжимает и деформирует последнее. Таким образом, магнитное поле оказывается ограниченным полостью размером около $40R_E$, которая простирается приблизительно на $10R_E$ с дневной стороны и на большее расстояние — с ночной. Только внутри этой полости магнитное поле имеет геометрию, подходящую для захвата заряженных частиц, и только внутри этой полости существует радиационный пояс. В хвосте магнитного поля силовые линии, лежащие выше средней плоскости, направлены к Солнцу, ниже средней плоскости силовые линии направлены в противоположную сторону [24]. Вблизи самой плоскости магнитное поле становится очень малым по величине и, возможно, обращается в нуль, поэтому эта плоскость называется нейтральной.

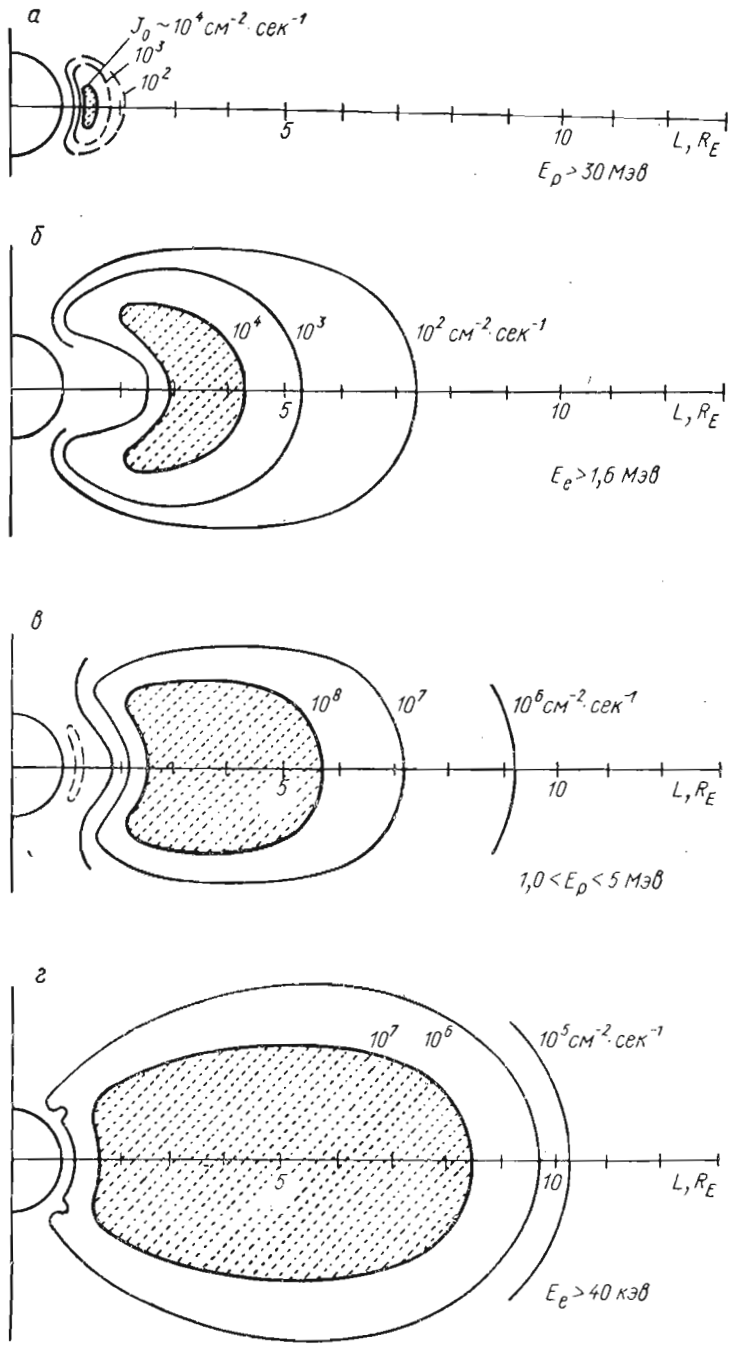


Рис. 1.7. Пространственное распределение захваченных частиц.

Полость, содержащая геомагнитное поле и называемая магнитосферой, представляет собой препятствие на пути сверхзвукового потока солнечного ветра. Как и в аэродинамическом случае обтекания препятствия сверхзвуковым потоком, с дневной стороны магнитосферы возникает ударная волна. Такая головная волна сжатия интересна тем, что она имеет бесстолкновительный характер. Известно, что жидкость за ударной волной турбулентна. Аналогичные процессы происходят за скачком уплотнения в магнитосфере: протоны солнеч-

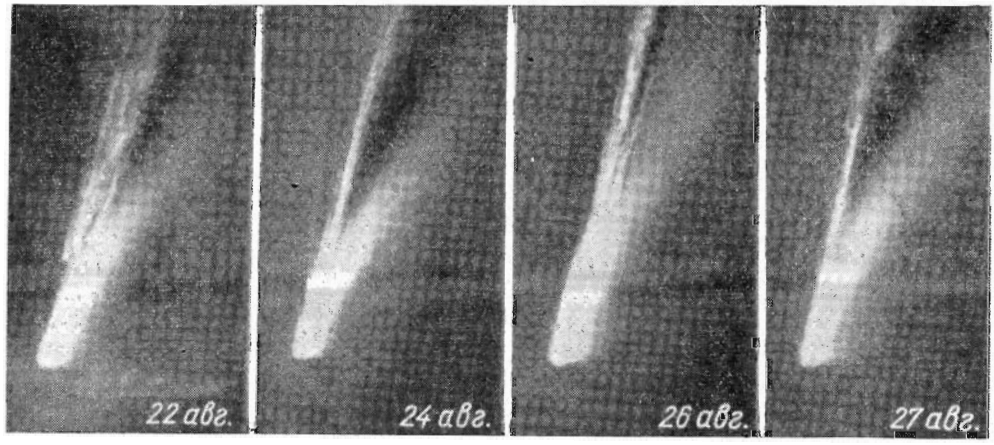


Рис. 1.8. Фотография кометы Мркоса, имеющей два хвоста, снятая с помощью 120-*см* телескопа Шмидта в 1957 г. Широкий диффузный хвост обусловлен давлением солнечного излучения, длинный прямой хвост связан с солнечным ветром.

ного ветра термализуются, хаотизируются по направлениям, а электроны ускоряются до энергий порядка килоэлектронвольт. Весьма вероятно, что именно в этом месте зарождаются радиационные пояса. Современное представление об околоземном окружении показано на рис. 1.1, *б*.

НАШИ ЗАДАЧИ

В течение последних 10 лет наблюдался огромный прогресс в понимании околоземного окружения, и тем не менее остается еще много неразрешенных проблем [25]. Перечислим некоторые из вопросов, на которые необходимо ответить для того, чтобы понять свойства радиационного пояса и магнитосферы. Эти и некоторые другие вопросы будут рассмотрены ниже. Часть вопросов мы оставим без ответа, а некоторые «ответы», возможно, станут объектами дальнейших дополнений и исправлений. В такой быстро развивающейся области, как космофизика, вчерашний вопрос может стать сегодня фактом, а сегодняшний факт может быть назавтра признан ошибочным. Рассмотрим один пример. Первый из нижеперечисленных вопросов привел к модели, считавшейся правильной в течение нескольких лет. Согласно этой модели внутренний пояс образуется в результате распада нейтронов, созданных космическими лучами. Однако недавно возникли сомнения в количественной адекватности этой модели (см. гл. 4), и сейчас стало неясным, достаточно ли одного нейтронного механизма для объяснения происхождения поясов. Итак, наши вопросы.

1. Каковы источники протонов высоких энергий во внутреннем поясе?
2. Достаточно ли для объяснения потерь частиц внутреннего пояса кулоновского рассеяния в атмосфере или необходимо привлечь другие механизмы потерь?
3. Почему существуют внутренняя и внешняя зоны радиационного пояса?
4. Как образуется солнечный ветер и каким образом он искажает магнитное поле Земли?

5. Каковы свойства головного скачка уплотнения и почему существует бесстолкновительная ударная волна?

6. Что такое «граничный слой», или магнитооболочка, образующаяся сразу за скачком уплотнения?

7. Могут ли частицы солнечного ветра непосредственно переходить во внешний пояс?

8. Каковы характеристики движения частиц в геомагнитном поле и что такое адиабатический инвариант?

9. Какие процессы ускоряют частицы до высоких энергий?

10. Как ядерная бомба может создать радиационный пояс и каковы свойства искусственных радиационных поясов, создаваемых современным ядерным взрывом?

11. Каковы времена жизни захваченных частиц?

12. Какова временная история захваченных частиц? Сколько частиц обязано своим происхождением Солнцу? Сколько частиц покидают магнитосферу и путешествуют вне ее?

13. Каким образом магнитные бури и различные типы волн возмущают захваченные частицы?

14. Устойчив ли радиационный пояс? Какого рода неустойчивости могут возникать?

15. Испускают ли захваченные частицы электромагнитные волны?

16. Имеются ли радиационные пояса и магнитосферы у других планет?

17. Какого рода частицы вызывают полярные сияния и каково происхождение этих частиц?

18. Как возникают магнитные бури; в частности, если главная фаза обусловлена захваченными частицами, то каким образом они локализованы?

А сейчас, прежде чем приступить к конкретному рассмотрению радиационного пояса, обратимся к общей проблеме движения частиц в магнитном поле.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chapman W., Ferraro V. C. A. Ter. Magnet. Atmospheric Electricity, **36**, 77—97, 171—186 (1931).
2. Singer S. F. Trans. Amer. Geophys. Union, **38**, 175 (1957).
3. Newell H. High Altitude Rocket Research, 1953.
4. Van Allen J. A. Proc. Nat. Acad. Sci., **43**, 57—62 (1957).
5. Goddard Space Flight Center. Historical Origins and Activities through December 1962. The Early Years, NASA 1964, p. 10
6. Emme E. M. Editor. History of Rocket Technology. Chap. 4—6, Wayne State U. P., 1964.
7. Emme E. M. Aeronautics and Astronautics, 1915—1960, GPO 1961.
8. Shirley Thomas. Men of Space, Vol. 2, Chilton, Phila, 1961, p. 218.
9. Walters Helen B. Wernher von Braun. Rocket Engineer. Macmillan N. Y., p. 134.
10. Medaris J. B. Countdown for Decision, p. 166. G. P. Putnam, N. Y., 1960.
11. Ван Аллен Дж. А. и др. В сб. «Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли». Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1962, стр. 11.
12. Van Allen J. A. The First Public Lecture on the Discovery of the Geomagnetically Trapped Radiation. State University of Iowa Rept., 60—13, 1960.
13. Кристофилос Н. С. В сб. «Операция «Аргус». Перев. с англ. М., Атомиздат, 1960, стр. 7.
14. Ван Аллен Дж. А. и др. Там же, стр. 19.
15. Yoshida S. et al. J. Geophys. Res., **65**, 807 (1960).
16. Вернов С. Н. и др. «Докл. АН СССР», **125**, 2, 304 (1959).
17. Singer S. F. Letter to Sci. Am., July 1963.
18. Herz A. J. et. al. Nature, **184**, 391 (1959).
19. Вернов С. Н., Чудаков А. Е. Space Res., **1**, 751 (1960).
20. Ван Аллен Дж. А. и др. В сб. «Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли». Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1962, стр. 26.
21. Van Allen J. A., Frank L. A. Nature, **183**, 430 (1959).
22. Van Allen J. A., Frank L. A. Nature, **184**, 219 (1959).
23. Biermann L. Z. Astrophys., **29**, 274—286 (1951).
24. Ness N. F. J. Geophys. Res., **70**, 2989 (1965).
25. Ness W. H. et al. Rev. Geophys., **3**, 521 (1965).

ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

ПРИБЛИЖЕНИЕ ВЕДУЩЕГО ЦЕНТРА

Общий случай движения заряженной частицы в поле диполя был детально рассмотрен Штёрмером. Решение этой задачи довольно сложно. Из уравнений движения можно получить первый интеграл, но не общее решение. В теории Штёрмера траекторию частицы можно получить путем длинного, сложного численного интегрирования. К счастью, для наших целей можно воспользоваться приближенным решением уравнения движения, впервые предложенным Альвеном [1].

В однородном постоянном магнитном поле заряженная частица движется по винтовой линии. Это движение можно рассматривать как комбинацию кругового движения вокруг силовой линии и прямолинейного движения вдоль нее. То же самое описание оказывается полезным в случае медленного изменения поля в пространстве и времени: движение все еще можно считать суперпозицией почти кругового вращения вокруг силовой линии, прямолинейного движения вдоль поля и, вообще говоря, дрейфа поперек силовых линий. Такое движение можно описать, введя понятия «ведущего центра» (рис. 2.1). При этом вектор $\mathbf{r}$ мгновенного положения частицы разлагается на две составляющие: радиус-вектор кругового движения $\boldsymbol{\rho}$ и вектор $\mathbf{R}$, определяющий положение ведущего центра, так что $\mathbf{r} = \boldsymbol{\rho} + \mathbf{R}$*.

Исходя из уравнения движения заряженной частицы, можно написать

$$m\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = mg + \frac{e}{c}\cdot\frac{d\mathbf{r}}{dt}\times\mathbf{B} + \mathbf{E}e, \tag{2.1}$$

где g — ускорение свободного падения; $e = 4{,}8\cdot 10^{-10}$ ед. СГСЭ — заряд электрона; B — магнитное поле в *гс*; c — скорость света; E — электрическое поле, ед. СГСЭ. Нортроп [2] получил общее выражение для движения ведущего центра, введя замену $\mathbf{r} = \mathbf{R} + \boldsymbol{\rho}$. Это можно сделать, записав $\boldsymbol{\rho}$ в полярных координатах:

$$\boldsymbol{\rho} = \rho\,(\mathbf{j}\sin\theta + \mathbf{k}\cos\theta), \tag{2.2}$$

где $\mathbf{j}$ и $\mathbf{k}$ — ортогональные единичные векторы, перпендикулярные $\mathbf{B}$. Найдем первую производную по времени:

$$\dot{\boldsymbol{\rho}} = \omega\rho\,(\mathbf{j}\cos\theta - \mathbf{k}\sin\theta) + \rho\mathbf{j}\sin\theta + \dot{\rho}\mathbf{k}\cos\theta. \tag{2.3}$$

Аналогичным образом получим $\ddot{\boldsymbol{\rho}}$. Теперь, подставив $\boldsymbol{\rho}$, $\dot{\boldsymbol{\rho}}$ и $\ddot{\boldsymbol{\rho}}$ в уравнение (2.1), найдем средние по времени за период обращения величины:

$$\langle\boldsymbol{\rho}\rangle = \langle\dot{\boldsymbol{\rho}}\rangle = \langle\ddot{\boldsymbol{\rho}}\rangle = 0.$$

Векторы $\mathbf{B}$ и $\mathbf{E}$ можно разложить в ряд Тейлора в окрестности точки R:

$$E(r) = E(R) + \boldsymbol{\rho}\nabla E(R) + \ldots \tag{2.4}$$

---

* Ведущий центр, вообще говоря, не совпадает с центром вращения (см., например, Альвен Г. и Фельтхаммар К. Г. «Космическая электродинамика». Перев. с англ. М., «Мир», 1967, стр. 30). — *Прим. перев.*

Выполнив разложение, получим нерелятивистское уравнение для ведущего центра [2]:

$$\frac{d^2\mathbf{R}}{dt^2} = \mathbf{g} + \frac{e}{m}\left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}\frac{d\mathbf{R}}{dt} \times \mathbf{B}\right) - \frac{\mu}{m}\nabla\mathbf{B} + 0\left(\frac{\rho}{X}\right), \qquad (2.5)$$

где $0(\rho/X)$ означает малую величину порядка ρ/X; μ — магнитный момент частицы, обусловленный вращательным движением, который рассмотрен в настоящей главе. Это уравнение справедливо для больших электрических полей и для недипольных магнитных полей, не обладающих специальной симметрией. Параметром разложения является величина ρ/X — отношение циклотронного радиуса к характерному расстоянию изменения магнитного поля. Иногда уравнение (2.5) записывают в таком виде, что параметром разложения становится отношение m/e; такая запись эквивалентна вышеприведенной, но менее физична. X — это величина порядка R — расстояния от центра Земли (см. уравнение 2.32). Для того чтобы приближение ведущего центра хорошо выполнялось, параметр разложения ρ/X должен быть достаточно малым. В таком случае члены высшего порядка малости $0(\rho/X)$ в уравнении (2.5) опускают. По мере уменьшения ρ движение заряженной частицы приближается к винтообразному движению заряженной частицы в однородном магнитном поле.

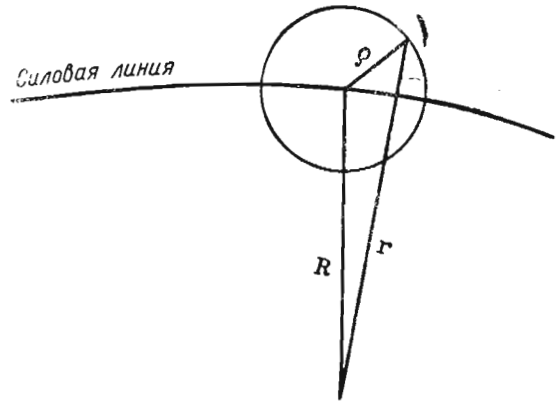


Рис. 2.1. Движение заряженной частицы в магнитном поле.

Движение заряженной частицы в поле диполя в приближении ведущего центра разлагают на три компоненты. Частица быстро вращается вокруг силовой линии. Она осциллирует вдоль силовой линии между двумя точками отражения. И, наконец, она совершает медленный долготный дрейф вокруг Земли. Скорости этих трех движений столь различны, что их легко разделить.

Циклотронное вращение. Период циклотронного вращения или обращения вокруг силовой линии равен

$$\tau_c = \frac{2\pi mc}{eB}. \qquad (2.6)$$

Для нерелятивистских электронов в поле порядка 0,1 *гс* $\tau_c = 3{,}6$ *мксек*, а для нерелятивистских протонов в том же поле $\tau_c = 6{,}3$ *мсек*.

Радиус вращения вокруг силовой линии

$$R_c = \frac{mcv_\perp}{eB} = \frac{mvc\sin\alpha}{eB}, \qquad (2.7)$$

где α — угол между векторами **B** и **v**, называемый питч-углом. В релятивистском случае формулы для τ_c и R_c имеют тот же вид, если в них подставить релятивистскую массу:

$$m = m_0\gamma = m_0\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}. \qquad (2.8)$$

Значения BR_c для $\alpha = 90°$ показаны на рис. 2.2.

Колебания вдоль силовых линий между зеркальными точками. Заряженные частицы, для которых $\alpha \neq 90°$, движутся вдоль силовой линии и в то же время быстро вращаются вокруг нее. Если бы при этом частица двигалась с постоян-

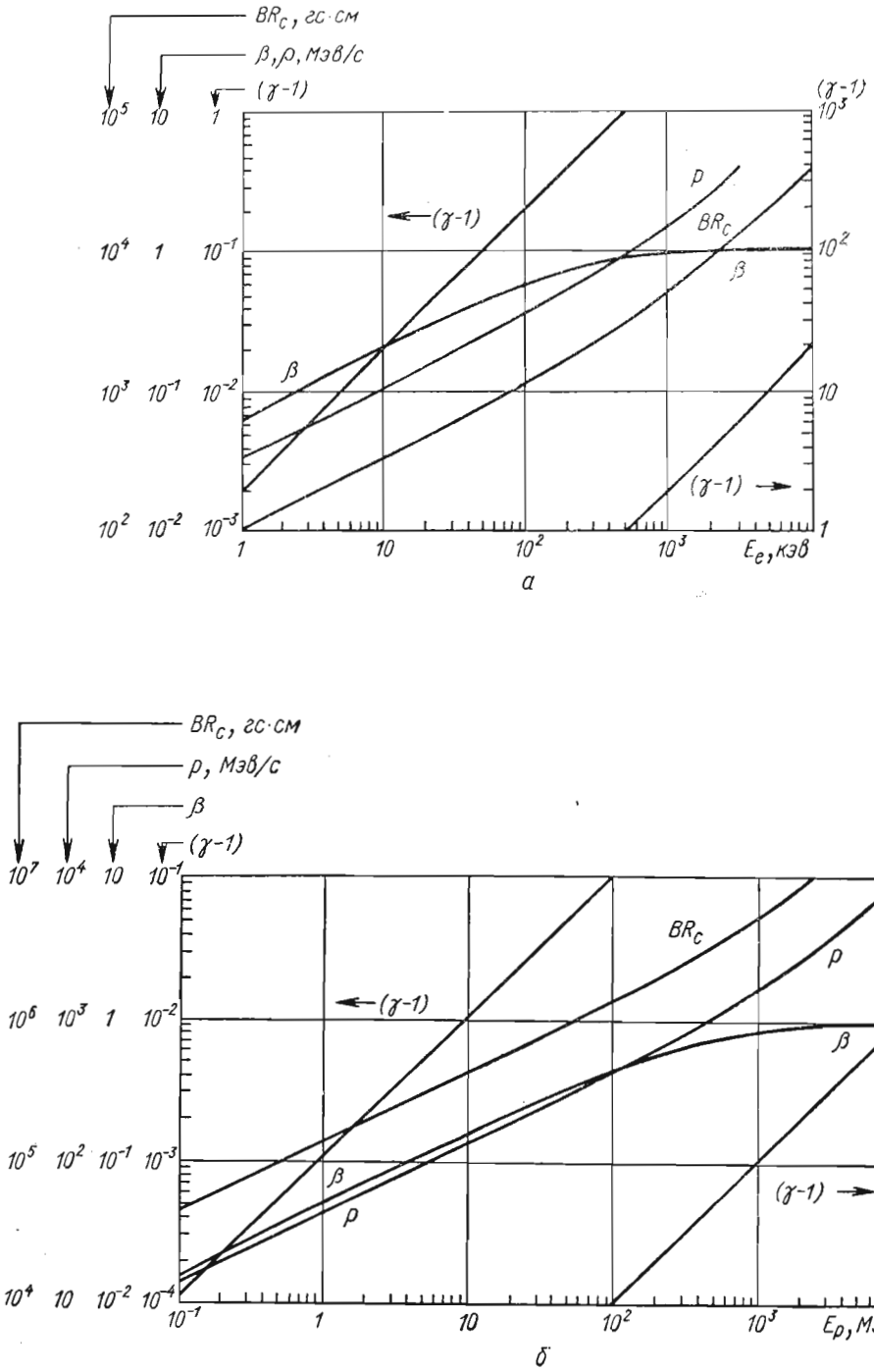


Рис. 2.2. Импульс p, магнитная жесткость BR_c, безразмерная скорость $\beta = v/c$ и фактор релятивистского увеличения массы γ как функции кинетической энергии электронов (*а*) и протонов (*б*).

ным питч-углом, она в конце концов достигла бы Земли. В такой ситуации радиационный пояс не мог бы существовать. Однако питч-угол в процессе движения меняется, причем таким образом, что частица может, не достигнув Земли, вернуться назад. Рассмотрим, как это происходит.

Статическое магнитное поле не совершает работы над частицей. Это означает, что магнитный поток через поверхность, ограниченную орбитой вращения частицы вокруг силовой линии, остается постоянным. Если бы это было не так, т. е. если бы $\partial B/\partial t \neq 0$, то возникло бы электрическое поле, ускоряющее частицы, а энергия частиц менялась бы. Следовательно, для статического поля магнитный поток

$$\Phi_m = B\pi R_c^2 = \text{const}. \tag{2.9}$$

Кинетическую энергию вращения можно записать в виде

$$E_\perp = mv_\perp^2/2 = mv^2 \sin^2\alpha/2. \tag{2.10}$$

Подставляя это выражение в формулу (2.9), получаем

$$\Phi_m = \text{const} = \frac{2\pi m E_\perp c^2}{e^2 B} \tag{2.11}$$

или

$$E_\perp/B = \text{const} = \mu. \tag{2.12}$$

Легко показать, что константа в уравнении (2.12) — это магнитный момент частицы, вращающейся вокруг силовой линии. Действительно, если кольцевой ток $i = ev_\perp/(c2\pi R_c)$, охватывает поверхность площадью A, то его магнитный момент

$$\mu = iA = ev_\perp R_c/2c = E_\perp/B. \tag{2.13}$$

Уравнение (2.12) показывает, что магнитный момент остается постоянным вдоль траектории частиц. В действительности это лишь адиабатическая константа. Ниже мы детально рассмотрим этот вопрос.

Теперь мы можем видеть, что питч-угол α при движении меняется. Из уравнений (2.10) и (2.13), учитывая, что $E = \text{const}$, получаем

$$\sin^2\alpha_1/B_1 = \sin^2\alpha_2/B_2 = \text{const}. \tag{2.14}$$

Рассмотрим частицу, движущуюся вдоль силовой линии по направлению к поверхности Земли. Когда частица входит в область возрастающего магнитного поля B, $\sin\alpha$ увеличивается. Но $\sin\alpha$ не может быть больше единицы. Поэтому в точке, где $\sin\alpha = 1$, частица заворачивается и начинает удаляться от поверхности Земли вдоль силовой линии. Такая точка называется точкой отражения, или зеркальной.

Этот процесс повторяется на другом конце силовой линии в точке, где магнитное поле имеет то же самое значение $B = B_m$. Здесь частица также поворачивает назад, и точка эта называется сопряженной по отношению к первой зеркальной точке.

Движение частицы между зеркальными точками показано на рис. 2.3. Частица оказывается захваченной между двумя магнитными зеркалами и может осциллировать в поле Земли в течение длительного периода времени. Частица, имеющая экваториальный питч-угол α_0, отражается в том месте, где магнитное поле достигает величины B_m, определяемой из соотношения

$$\sin^2\alpha_0 = B_0/B_m. \tag{2.15}$$

Здесь B_0 — экваториальное значение напряженности магнитного поля для данной силовой линии. С помощью уравнения (2.57) можно определить широту зеркальной точки:

$$\sin^2\alpha_0 = \frac{\cos^6\lambda}{(1+3\sin^2\lambda)^{1/2}}. \tag{2.16}$$

Процесс отражения частицы можно понять из физических соображений, если рассмотреть геометрию поля. На рис. 2.4 изображено магнитное поле со сгущающимися силовыми линиями. В момент времени t (см. рис. 2.4) вектор скорости $\mathbf{v}$ частицы, движущейся в этом поле, направлен за плоскость чертежа. На частицу действует сила $F_{\parallel} = \frac{e}{c} B_{\perp} v$, которая выталкивает частицу из области сильного поля. Если поле однородно, то $B_{\perp} = 0$ и на частицу вдоль поля поля B не действует никакая сила.

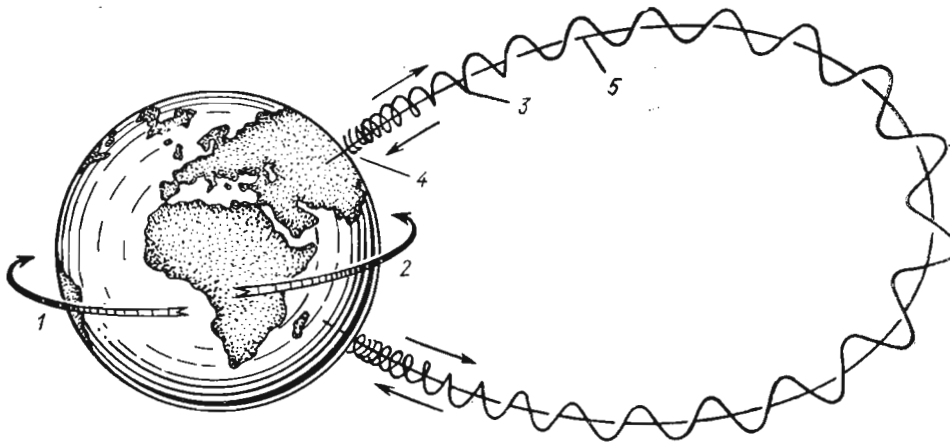


Рис. 2.3. Движение заряженной частицы в поле диполя. Для частиц малых энергий движение можно разложить на движение по винтовой линии вдоль силовых линий; колебания вдоль силовых линий из одного полушария в другое и дрейф по долготе вокруг Земли: *1* — дрейф протонов; *2* — дрейф электронов; *3* — траектория захваченной частицы; *4* — зеркальная точка (питч-угол винтовой линии равен 90°); *5* — силовая линия магнитного поля.

Из уравнения (2.5) можно получить общее уравнение движения ведущего центра вдоль силовой линии. Для этого рассмотрим составляющую $\frac{1}{B}\left(\frac{d\mathbf{R}}{dt}\mathbf{B}\right)$ вектора $d\mathbf{R}/dt$ вдоль поля $\mathbf{B}$:

$$m\frac{dv_{\parallel}}{dt} = mg_{\parallel} + eE_{\parallel} - \mu\frac{\partial B}{\partial l} + \frac{m}{B}\mathbf{v}_E\frac{d\mathbf{B}}{dt}, \tag{2.17}$$

где $\mathbf{v}_E = c(\mathbf{E}\times\mathbf{B})/B^2$. Это уравнение учитывает эффекты, связанные с электрическими полями и временными измерениями магнитных полей. Оно справедливо лишь в том случае, если поле $E_{\parallel}$ достаточно мало, т. е. порядка $0(\rho/X)$. Если последний член уравнения (2.17) достаточно мал, то, отбрасывая его и подставляя $m = m_0\gamma$, получаем хорошее релятивистское приближение.

Физический смысл третьего члена в правой части уравнения (2.16) можно понять, если рассмотреть случай $E = g = 0$.

Из условия $\operatorname{div}\mathbf{B} = 0$ для цилиндрической симметрии можно написать

$$\frac{1}{R}\cdot\frac{\partial}{\partial R}(RB_r) + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0. \tag{2.18}$$

Учитывая, что для малых градиентов $B_z \approx B$, после интегрирования получаем

$$RB_r = -\frac{R^2}{2}\cdot\frac{\partial B}{\partial z}. \tag{2.19}$$

Уравнение движения ведущего центра вдоль силовой линии в данном случае принимает вид

$$m\frac{dv_{\parallel}}{dt} = \frac{ev_{\perp}}{c}B_r = -\frac{eBv_{\perp}}{2c}\cdot\frac{\partial B}{\partial z}. \tag{2.20}$$

Определим циклотронную частоту, или гирочастоту как

$$\Omega = v_\perp / R = Be/mc. \tag{2.21}$$

Из уравнения (2.13) находим, что $\mu = eRv_\perp/2c$. Следовательно, член $\mu(\partial B/\partial l)$ уравнения (2.17) — это выталкивающая сила $(\mathbf{v}/c) \times \mathbf{B}$, которая замедляет частицу, когда она движется в нарастающем поле.

Время, необходимое для того, чтобы частица совершила движение от одной зеркальной точки до другой и вернулась назад, называется периодом колебаний вдоль силовой линии и определяется из выражения

$$\tau_B = 2 \int_{l_1}^{l_2} dl/v_\parallel, \quad v_\parallel = v \cos \alpha, \tag{2.22}$$

где l_1 и l_2 — положение двух зеркальных точек; dl — элемент длины при интегрировании вдоль силовой линии, а скорость

$$v_\parallel^2 = v^2 \cos^2 \alpha = v^2(1 - \sin^2\alpha) = v^2\left(1 - \frac{B \sin^2 \alpha_0}{B_0}\right). \tag{2.23}$$

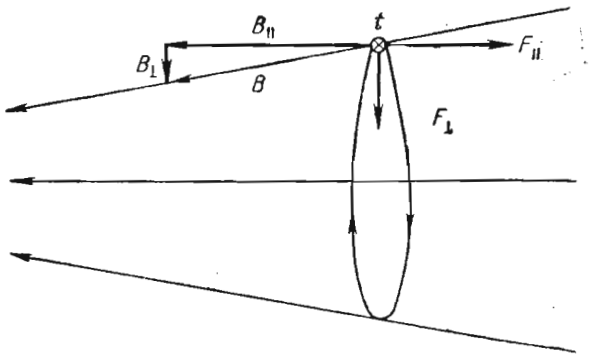


Рис. 2.4. Схема движения частицы в магнитном поле со сгущающимися силовыми линиями.

Здесь нулем в индексе обозначены значения величин на экваторе. В рассмотренном случае τ_B — это полный период колебаний вдоль силовой линии. Некоторые авторы принимают за период колебаний половину этой величины. Элемент длины dl вдоль силовой линии можно найти из уравнения (2.56а), которое будет рассмотрено дальше:

$$dl = r_0 \cos \lambda \, (1 + 3 \sin^2 \lambda)^{1/2} \, d\lambda. \tag{2.24}$$

Подставляя выражения (2.24), (2.15) и (2.23) в интеграл (2.22), находим [3]

$$\tau_B = \frac{4r_0}{v} \int_0^{\lambda(\alpha_0)} \frac{\cos \lambda \, (1 + 3 \sin^2 \lambda)^{1/2} \, d\lambda}{[1 - \sin^2 \alpha_0 \, (1 + 3 \sin^2 \lambda)^{1/2}/\cos^6 \lambda]^{1/2}} = \frac{4r_0}{v} T(\alpha_0). \tag{2.25}$$

Интеграл $T(\alpha_0)$ меняется в зависимости от величины α_0 в пределах от 0,75 для $\alpha_0 = 90°$ до 1,4 для $\alpha_0 = 0$, его можно приближенно записать так: $T(\alpha_0) = 1{,}30 - 0{,}56 \sin \alpha_0$. Тот факт, что этот интеграл слабо зависит от величины экваториального питч-угла α_0, говорит о том, что период колебаний вдоль силовой линии не меняется существенно с изменением амплитуды колебаний частиц. Период колебаний обыкновенного маятника в первом приближении не зависит от амплитуды, что в какой-то мере справедливо и в данном случае. Подынтегральное выражение в уравнении (2.25) имеет особенность в зеркальной точке. Соответствующее уравнение для маятника также имеет особенность, поскольку в точке наибольшего отклонения маятник останавливается. Эта особенность интегрируемая. Приведем некоторые значения периода колебаний релятивистских частиц вдоль силовых линий, имеющих различные экваториальные радиусы r_0 (считаем, что $T(\alpha_0) = 1$):

r_0/R_E	1,5	2	3	4	6
τ_B, сек	0,13	0,17	0,26	0,34	0,52

Дрейф поперек силовых линий. Если на частицу, движущуюся в магнитном поле, действует сила, перпендикулярная полю, то частица совершает дрейфовое движение поперек силовых линий. Величину и направление скорости дрейфа можно получить, исходя из уравнения циклотронного вращения

$$\mathbf{R}_c = \frac{mc}{eB^2}\mathbf{v}\times\mathbf{B} = \frac{c}{eB^2}\mathbf{p}\times\mathbf{B}. \tag{2.26}$$

Если сила $f_\perp$, перпендикулярная к полю $\mathbf{B}$, действует в течение времени Δt, то импульс частицы меняется на величину

$$\Delta p = f_\perp \Delta t. \tag{2.27}$$

Это приводит к смещению ведущего центра частицы:

$$\Delta\mathbf{R}_c = \frac{c}{eB^2}\Delta\mathbf{p}\times\mathbf{B}. \tag{2.28}$$

Дифференцируя это выражение по времени, получаем скорость дрейфа частицы

$$\mathbf{v}_д = \frac{d\mathbf{R}_c}{dt} = \frac{c}{eB^2}\mathbf{f}_\perp\times\mathbf{B}. \tag{2.29}$$

Эта скорость перпендикулярна силе $f_\perp$ и полю B. Таким образом, если сила $f_\perp$ лежит в плоскости, проходящей через центр Земли и содержащей ось диполя Земли, то дрейфовая скорость имеет азимутальное направление, т. е. происходит дрейф по долготе. Мы предполагали, что $f_\perp$ представляет собой внешнюю силу, а поле B постоянно. Можно показать, что уравнение (2.29) справедливо также и в том случае, если поле неоднородно, а $f_\perp$ — это произвольная сила, действующая на заряженную частицу, движущуюся вдоль силовой линии. Дрейфовое движение может возникать под действием различных сил.

1. *Неоднородное магнитное поле.* Поле диполя имеет градиент ∇B, у которого есть составляющая в плоскости, перпендикулярной к $\mathbf{B}$. В таком случае на частицу с дипольным моментом μ действует сила

$$f = -\mu\nabla_\perp B. \tag{2.30}$$

Для экваториальной плоскости поля Земли справедлива приближенная формула

$$B = 0{,}32R^{-3}, \tag{2.31}$$

так что

$$\nabla_\perp B = dB/dR = -3B/R. \tag{2.32}$$

Скорость дрейфа, создаваемого этой силой, определяется из уравнений (2.29) и (2.12):

$$\mathbf{v}_д = -\frac{mcv_\perp^2}{2eB^3}\nabla B\times\mathbf{B}. \tag{2.33}$$

Градиентный дрейф в неоднородном магнитном поле можно понять, если рассмотреть траекторию движения частицы. На том участке траектории, где поле сильнее, радиус ее кривизны меньше, это приводит к дрейфу в направлении, перпендикулярном ∇B (рис. 2.5). Положительно заряженные частицы в поле Земли дрейфуют на запад, отрицательно заряженные — на восток.

2. *Дрейф, связанный с кривизной силовых линий.* Силовые линии поля диполя имеют конечную кривизну, поэтому на частицу, движущуюся вдоль силовой линии, действует центробежная сила f. По величине она равна

$$f = mv_\parallel^2/R_l, \tag{2.34}$$

где R_l — радиус кривизны. Из уравнения (2.29) получаем

$$\mathbf{v}_c = \frac{mv_\parallel^2}{eB^2R_l^2}\frac{c}{}\mathbf{R}_l \times \mathbf{B}. \tag{2.35}$$

3. *Гравитация.* Еще одна разновидность дрейфового движения обусловлена силой земного притяжения $f = mg$, которая определяет дрейфовую скорость:

$$\mathbf{v}_д = \frac{mc}{eB^2}\mathbf{g} \times \mathbf{B}. \tag{2.36}$$

Эта скорость довольно мала, так что ею, как правило, можно пренебречь.

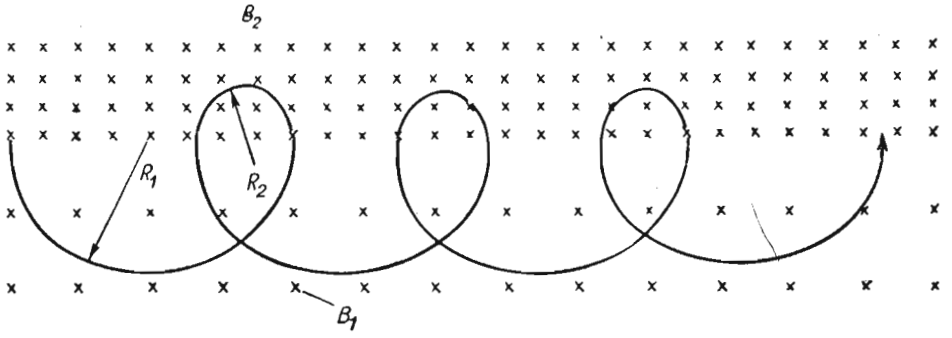


Рис. 2.5. Движение заряженной частицы в магнитном поле с резко меняющейся напряженностью ($B_2 > B_1$, $R_1 > R_2$).

4. *Перпендикулярное электрическое поле.* Если присутствует перпендикулярное электрическое поле E, то сила $f = eE$ вызывает долготный дрейф со скоростью

$$\mathbf{v}_E = c\,(\mathbf{E} \times \mathbf{B})/B^2. \tag{2.37}$$

Общее выражение для дрейфовой скорости можно получить [2] из уравнения (2.5), вычислив $\frac{1}{B}\left(\mathbf{B} \times \frac{d^2\mathbf{R}}{dt^2}\right)$ с помощью преобразования

$$\frac{d^2\mathbf{R}}{dt^2} = \frac{d}{dt}\left(v_\parallel \frac{\mathbf{B}}{B} + \mathbf{v}_E\right) + 0\left(\frac{\rho}{X}\right) =$$

$$= \frac{\mathbf{B}}{B}\frac{dv_\parallel}{dt} + v_\parallel \frac{d}{dt}\left(\frac{\mathbf{B}}{B}\right) + \frac{d\mathbf{v}_E}{dt} + 0\left(\frac{\rho}{X}\right). \tag{2.38}$$

В результате получаем

$$\mathbf{v}_д = \frac{cB}{B^2} \times \left\{-\mathbf{E} + \frac{\mu}{e}\nabla\mathbf{B} + \frac{m}{e}\left[-\mathbf{g} + v_\parallel \frac{d}{dt}\left(\frac{\mathbf{B}}{B}\right) + \frac{d\mathbf{v}_E}{dt}\right]\right\}. \tag{2.39}$$

Первые три члена нам уже знакомы. Четвертый член учитывает изменение поля во времени и, кроме того, содержит в неявном виде член $v_\parallel^2\,(\partial B/\partial l)$, обусловленный кривизной силовых линий. Последний член играет роль только в случае сильного электрического поля.

Уравнение (2.39) пригодно для случая больших значений E. Если электрическое поле достаточно мало [в смысле $0(\rho/X)$], то последний член уравнения можно отбросить. Если, кроме того, временны́е изменения достаточно малы [т. е. $\partial/\partial t$ мало в смысле $0(\rho/X)$], то уравнение (2.39) можно записать в релятивистском виде:

$$\mathbf{v}_д = \frac{cB}{B^2} \times \left\{-\mathbf{E} + \frac{\mu}{e}\nabla\mathbf{B} + \frac{m}{e}\left[-\mathbf{g} + v_\parallel \frac{\partial}{\partial l}\left(\frac{\mathbf{B}}{B}\right)\right]\right\}. \tag{2.39a}$$

В отсутствие электрического поля E и временных изменений магнитного поля, пренебрегая гравитацией, получим полную нерелятивистскую дрейфовую скорость:

$$\mathbf{v}_д = \frac{mcv_\perp^2}{2eB^3}\mathbf{B}\times\nabla\mathbf{B} + \frac{mcv_\parallel^2}{eB^3}\mathbf{B}\times\frac{\partial\mathbf{B}}{dl}. \tag{2.40}$$

Последний член здесь принимает вид, эквивалентный правой части уравнения (2.35), если учесть, что

$$\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial l} = \frac{B}{R_l}\mathbf{n} + \frac{\partial B}{\partial l}\cdot\frac{\mathbf{B}}{B}, \tag{2.41}$$

где $\mathbf{n}$ — единичный вектор, перпендикулярный к $\mathbf{B}$ и направленный к центру кривизны силовой линии. Используя также следующее соотношение (безвихревое поле):

$$\nabla\mathbf{B} = \frac{\partial B}{\partial l}\left(\frac{\mathbf{B}}{B}\right) + \frac{B}{R_l}\mathbf{n}, \tag{2.42}$$

из уравнения (2.40) получаем

$$v_д = \frac{mc}{eBR_l}\left(\frac{v_\perp^2}{2} + v_\parallel^2\right) = \frac{\mathbf{B}\times(\nabla B)\,mc}{eB^3}\left(\frac{v_\perp^2}{2} + v_\parallel^2\right). \tag{2.43}$$

Это выражение часто используется для определения дрейфовой скорости в случае $E = g = 0$ и справедливо для недипольного поля. Однако нас чаще всего интересует не сама дрейфовая скорость, а скорость изменения долготы:

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{v_д}{r\cos\lambda} = \frac{v_д}{r_0\cos^3\lambda}. \tag{2.44}$$

Используя уравнение (2.16) и (2.43), получаем

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{3mv^2cr_0}{2eB_E R_E^3}\cdot\frac{(1+\sin^2\lambda)\cos^2\lambda}{(1+3\sin^2\lambda)^2}\left(2-\frac{B}{B_m}\right), \tag{2.45}$$

где напряженность магнитного поля $B_E = 0{,}316$ *гс*, а R_E — радиус Земли. Лью [4] усреднил это выражение по широте и затем вычислил период долготного дрейфа:

$$\tau_д = 2\pi\left(\left\langle\frac{d\varphi}{dt}\right\rangle\right)^{-1} = \frac{172m_e}{\eta m}\cdot\frac{1+\eta}{2+\eta}\cdot\frac{R_E}{r_0}F(\lambda)\ \textit{мин}, \tag{2.46}$$

где $F(\lambda) = 1$ для $\lambda_m = 0$ и $F(\lambda) = 1{,}5$ для $\lambda_m = 90°$; η — отношение кинетической энергии частицы к величине mc^2. Для нерелятивистских частиц при $\lambda_m = 0$ выражение (2.46) принимает вид $\tau_д = 44/LE$, *мин*, где E — энергия, *Мэв*, а $L \approx r_0$ — в единицах R_E (более точное определение L см. в настоящей главе ниже). Электроны и протоны, обладающие одинаковой кинетической энергией, имеют почти одинаковые дрейфовые периоды, поскольку входящий в знаменатель множитель $m\eta$ одинаков для тех и других. Протоны дрейфуют быстрее, чем электроны, всего лишь приблизительно в два раза.

На рис. 2.6 приведена величина $\tau_д r_0$ для электронов и протонов ($\lambda_m = 0$). Следует помнить, что уравнение (2.46) не учитывает гравитационного и электрического полей. Более общим является уравнение (2.39). Некоторые характеристики движения частиц приведены в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Параметры движения частиц на высоте 2000 *км* вблизи экватора

Частица	E, *Мэв*	R_c, *см*	τ_c, *сек*	τ_B, *сек*	$\tau_д$, *мин*
Электрон	0,05	$5\cdot10^3$	$2{,}5\cdot10^{-6}$	0,25	690
«	1	$3{,}2\cdot10^4$	$7\cdot10^{-6}$	0,10	53
Протон	1	$1\cdot10^6$	$4\cdot10^{-3}$	2,2	32
«	10	$3\cdot10^6$	$4{,}2\cdot10^{-3}$	0,65	3,2
«	500	$2{,}5\cdot10^7$	$6\cdot10^{-3}$	0,11	0,084

Радиальный дрейф. Имеется несколько причин радиального дрейфа частиц с одной силовой линии на другую.

1. *Обмен силовых линий.* Силовые линии не жестко привязаны к Земле. Из-за наличия атмосферы Земля ведет себя как хороший изолятор, и силовые линии вне атмосферы могут меняться местами [5]. Магнитное поле, проходящее через изолирующую атмосферу, остается постоянным по величине и направлению, но отдельные силовые линии могут двигаться, и частицы, вращающиеся вокруг этих силовых линий, перемещаются вслед за ними в экзосфере, в то время как частицы и поле внутри Земли не перемещаются. Если обмен двух силовых линий и связанных с ними частиц в экзосфере приводит к увеличению энергии системы, то обменный процесс начинает нарастать. Неустойчивость подобного типа исследована Розенблютом и Лонгмайером [6] (см. гл. 10).

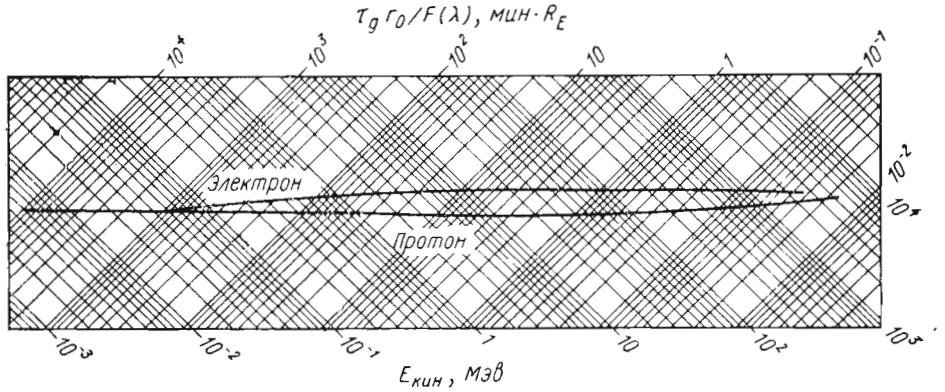


Рис. 2.6. Расчетные значения функции долготного дрейфа для электронов и протонов различных энергий [см. уравнение (2.46)].

Возникает вопрос: как быстро развивается обменная неустойчивость? Как было сказано выше, силовая линия не привязана жестко к Земле, но тем не менее она может «увязнуть» в процессе движения. При перемещении силовой линии в ионосфере увлекаемые ею заряженные частицы движутся в среде тепловых нейтральных частиц. Столкновения между нейтральными и заряженными частицами могут существенно замедлить перемещение силовых линий, так что обмен станет не очень эффективным. Подобные вопросы рассматриваются ниже (см. гл. 10).

2. *Азимутальное электрическое поле.* Рассматривая долготный дрейф, мы видели, что положительные и отрицательные заряды дрейфуют в противоположных направлениях. Вследствие этого происходит разделение зарядов и возникает азимутальное электрическое поле. В результате появляется составляющая дрейфовой скорости, направленная по радиусу от центра Земли. Обычно это разделение зарядов нейтрализуется тепловыми заряженными частицами, всегда присутствующими в экзосфере и, таким образом, предотвращающими радиальный дрейф. Однако в экзосфере могут появляться азимутальные электрические поля, обусловленные иными факторами. Тогда возникает дрейф со скоростью

$$\mathbf{v}_E = c\frac{\mathbf{E}\times\mathbf{B}}{B^2},$$

которая может иметь то или иное направление в зависимости от знака поля E.

УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ

Имеется несколько типов процессов, которые могут быть ответственными за ускорение частиц в магнитосфере или вблизи нее. Перечислим наиболее важные из них: 1) ускорение электрическим полем; 2) бетатронное ускорение;

3) механизм Ферми; 4) резонансное ускорение частиц волнами; 5) ускорение в бесстолкновительной ударной волне; 6) стохастическое ускорение электрическими полями, меняющимися во времени; 7) ускорение в нулевых точках магнитного поля X-типа.

Некоторое представление о процессах первых трех типов можно получить, исходя из уравнения движения ведущего центра. Полная кинетическая энергия частицы равна

$$E_{\text{кин}} = \frac{mv_{\parallel}^2}{2} + \frac{mv_E^2}{2} + \mu B. \tag{2.47}$$

Здесь первые два члена представляют собой энергию движения ведущего центра, а последний — энергию вращения. С помощью уравнения (2.47) Нортроп вычислил скорость изменения кинетической энергии [2]:

$$\frac{d}{dt}(E_{\text{кин}}) = e\dot{R}E + \mu\frac{\partial B}{\partial t} + 0\left(\frac{\rho}{X}\right)^2. \tag{2.48}$$

Нортроп утверждает [2], что полученный результат неудивителен и его можно предугадать, по-видимому, с самого начала. Член $e\dot{R}E$ дает скорость нарастания энергии вследствие работы, совершаемой электрическим полем над ведущим центром, в то время как член $\mu(\partial B/\partial t)$ отражает индукционный эффект переменного во времени поля и связан с наличием rot E, действующего вдоль окружности вращения. Интересно, что с точностью до членов второго порядка в разложении не появляется никаких других ускорительных процессов. Уравнение (2.48) пригодно и для релятивистского случая, если положить в нем

$$B \to B\left(1 - \frac{E_{\perp}^2}{B^2}\right)^{1/2}.$$

Такая замена необходима потому, что γ осциллирует с ларморовской частотой, что при усреднении по времени приводит к появлению нового члена.

При обсуждении фермиевского механизма Нортроп [2] видоизменил уравнение (2.48) так, что стало возможно выделить два типа процессов: фермиевский механизм A и фермиевский механизм $Б$. Механизм первого типа наблюдается в том случае, когда частица, движущаяся вдоль прямой силовой линии, отражается от движущихся магнитных зеркал. Механизм второго типа проявляется при движении частицы вдоль изогнутых силовых линий при условии, что $|\mathbf{B}| = \text{const}$ вдоль орбиты частицы. Нортроп показал, что механизмы A и $Б$ являются всеобъемлющими и существенно различными. Бетатронное ускорение можно свести к фермиевскому. Модифицированное уравнение Нортропа, аналогичное уравнению (2.48), содержит два члена, один из которых описывает механизм A, а другой — механизм $Б$. Бетатронное ускорение эффективно учитывается членом, соответствующим механизму типа A.

Фермиевский механизм — это гидромагнитный процесс взаимодействия быстрой частицы (скорость $\mathbf{v}$) с замагниченным плазменным облаком (скорость $\mathbf{u}$). При этом на частицу действует электрическое поле $\mathbf{E} = (\mathbf{u}/c) \times \mathbf{B}$, обусловленное присутствием облака плазмы. Уравнение движения быстрой частицы имеет вид

$$m\frac{d\mathbf{v}}{dt} = e\left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B}\right). \tag{2.49}$$

Подставив в это уравнение $\mathbf{E}$ и умножив его скалярно на скорость $\mathbf{v}$, найдем измерение энергии:

$$\frac{m}{2}\left(\mathbf{v}\frac{d\mathbf{v}}{dt}\right) = \frac{d}{dt}\left(\frac{mv^2}{2}\right) = \frac{e}{c}v(\mathbf{u} \times \mathbf{B}). \tag{2.50}$$

Это уравнение показывает, что в процессе столкновения облако совершает работу над частицей при условии, что оно движется навстречу частице.

При лобовом нерелятивистском столкновении скорость частицы меняется на величину $2u$, а относительное изменение энергии за одно столкновение есть величина порядка $(u/v)^2$.

Остальные типы ускорительных механизмов рассмотрены ниже.

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ

Магнитное поле Земли в довольно хорошем приближении описывается полем диполя, на свойствах которого мы сейчас и остановимся. Напряженность магнитного поля диполя определяется выражением

$$B(r,\ \lambda)=\frac{M}{r^3}(1+3\sin^2\lambda)^{1/2}, \tag{2.51}$$

где r — расстояние от центра Земли; M — дипольный момент Земли; λ — магнитная широта, причем $\lambda = 90° - \theta$ (здесь θ — угол между местом наблюдения и магнитной осью Земли). Компоненты поля равны

$$B_r = -\frac{M}{r^3}2\sin\lambda;\quad B_\lambda=\frac{M}{r^3}\cos\lambda = -B_\theta. \tag{2.52}$$

С помощью соотношений (2.52) можно найти уравнение силовой линии

$$r\,d\lambda/dr = B_\lambda/B_r = -\cos\lambda/2\sin\lambda, \tag{2.53}$$

или, после интегрирования,

$$r = r_0\cos^2\lambda. \tag{2.54}$$

Элемент длины вдоль силовой линии равен

$$dl^2 = dr^2 + r^2\,d\lambda^2 = dr^2 + r^2\,(d\lambda/dr)^2\,dr^2, \tag{2.55}$$

откуда, учитывая уравнение (2.54), получаем

$$\frac{dl}{dr} = -\frac{(1+3\sin^2\lambda)^{1/2}}{2\sin\lambda}. \tag{2.56}$$

Аналогичным образом получим, что

$$dl/d\lambda = r_0\cos\lambda\,(1+3\sin^2\lambda)^{1/2}. \tag{2.56а}$$

Подставив уравнение (2.54) в выражение (2.51), получим напряженность поля вдоль силовой линии:

$$B(r_0,\ \lambda)=\frac{M}{r_0^3}\cdot\frac{(1+3\sin^2\lambda)^{1/2}}{\cos^6\lambda}. \tag{2.57}$$

Еще одно полезное выражение — это изменение B вдоль силовой линии — dB/dl. Его можно получить, вычислив $(dB/d\lambda)\cdot(d\lambda/dl)$:

$$\frac{dB}{dl}=\frac{M}{r_0^4}\cdot\frac{3\sin\lambda\,(3+5\sin^2\lambda)}{\cos^8\lambda\,(3\sin^2\lambda+1)^{1/2}}. \tag{2.58}$$

При исследовании полной энергии захваченных частиц или характеристик источников частиц необходимо знать величину объема магнитосферы или отдельных ее частей. Объем магнитосферы, заключенный между поверхностью Земли и некоторой L-оболочкой, равен

$$V = 4\pi\int_0^{\pi/2}\sin\theta\,d\theta\int_{r_E}^{Lr_E\sin^2\theta} r^2\,dr =$$

$$= V_E\left[-\cos\theta+\frac{\cos\theta}{\sin^6\theta}\left(1-\cos^2\theta+\frac{3}{5}\cos^4\theta-\frac{1}{7}\cos^6\theta\right)\right], \tag{2.59}$$

где $\theta = \arcsin\dfrac{1}{\sqrt{L}}$,

или, в другом виде

$$V = V_E = \frac{6}{7}\sqrt{1-\frac{1}{L}}\left(\frac{8L^3}{15}+\frac{4L^2}{15}+\frac{L}{5}-1\right).$$

Мы предполагаем, что поле Земли представляет собой поле диполя. Вычислим объем, заключенный между соседними L-оболочками ($\Delta L = 1$):

Интервал L	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7	7—8
V/V_E	2,9	8,6	17	28	42	62	80

Здесь объем выражен в единицах объема Земли: $V_E = 1{,}08 \cdot 10^{27}$ *см*^{3}. Известно, что экваториальное поле на поверхности Земли в грубом приближении равно

$$B_E = B(R_E,\ 0) = M/R_E^3 = 0{,}32\ \text{гс}, \tag{2.60}$$

где R_E — радиус Земли. Отсюда и из уравнения (2.57) найдем напряженность поля вдоль силовой линии:

$$B(r_0,\ \lambda) = 0{,}32\left(\frac{R_E}{r_0}\right)^3 \frac{(1+3\sin^2\lambda)^{1/2}}{\cos^6\lambda}. \tag{2.61}$$

Полученное выражение дает величину поля у поверхности Земли с погрешностью порядка 30% (рис. 2.7). Лучшее приближение дает модель диполя, центр которого смещен приблизительно на 400 *км* от центра Земли по направлению к западной части Тихого океана. В этом случае погрешность снижается приблизительно до 10%, но и эта точность на современном уровне оказывается недостаточной. В настоящее время при расчетах полей часто пользуются методом мультипольного разложения [8, 9]. Этот вопрос был детально рассмотрен Чепменом и Бартельсом [10].

Члены высоких порядков мультипольного разложения с увеличением радиуса спадают быстрее, чем дипольный член, и на расстояниях порядка нескольких земных радиусов с достаточной степенью точности можно пользоваться дипольным приближением [11].

Несмотря на то, что геомагнитное поле лишь весьма приближенно напоминает поле диполя, приведенные здесь уравнения для дипольного случая оказываются весьма полезными. Грубо говоря, введенная Мак-Илвейном магнитная координатная система B—L (см. ниже) преобразует реальное поле Земли в поле диполя. В такой системе координат использование уравнений, полученных для дипольного случая, является корректным.

Наиболее распространен в настоящее время метод разложения геомагнитного поля Йенсена и Каина, основанный на данных, полученных в 1960 г. Согласно этому методу магнитный потенциал V разлагается по сферическим гармоникам:

$$V = a\sum_{n=1}^{N}\left(\frac{a}{r}\right)^{n+1}\sum_{m=0}^{n}\left(g_n^m\cos m\varphi + h_n^m\sin m\varphi\right)P_n^m(\sin\lambda), \tag{2.62}$$

где a — радиус Земли; φ — долгота; λ — широта; $P_n{}^m(\sin\lambda)$ — присоединенные полиномы Лежандра; g и h — коэффициенты, затабулированные Йенсеном и Каином для значений m и $n \leqslant 6$.

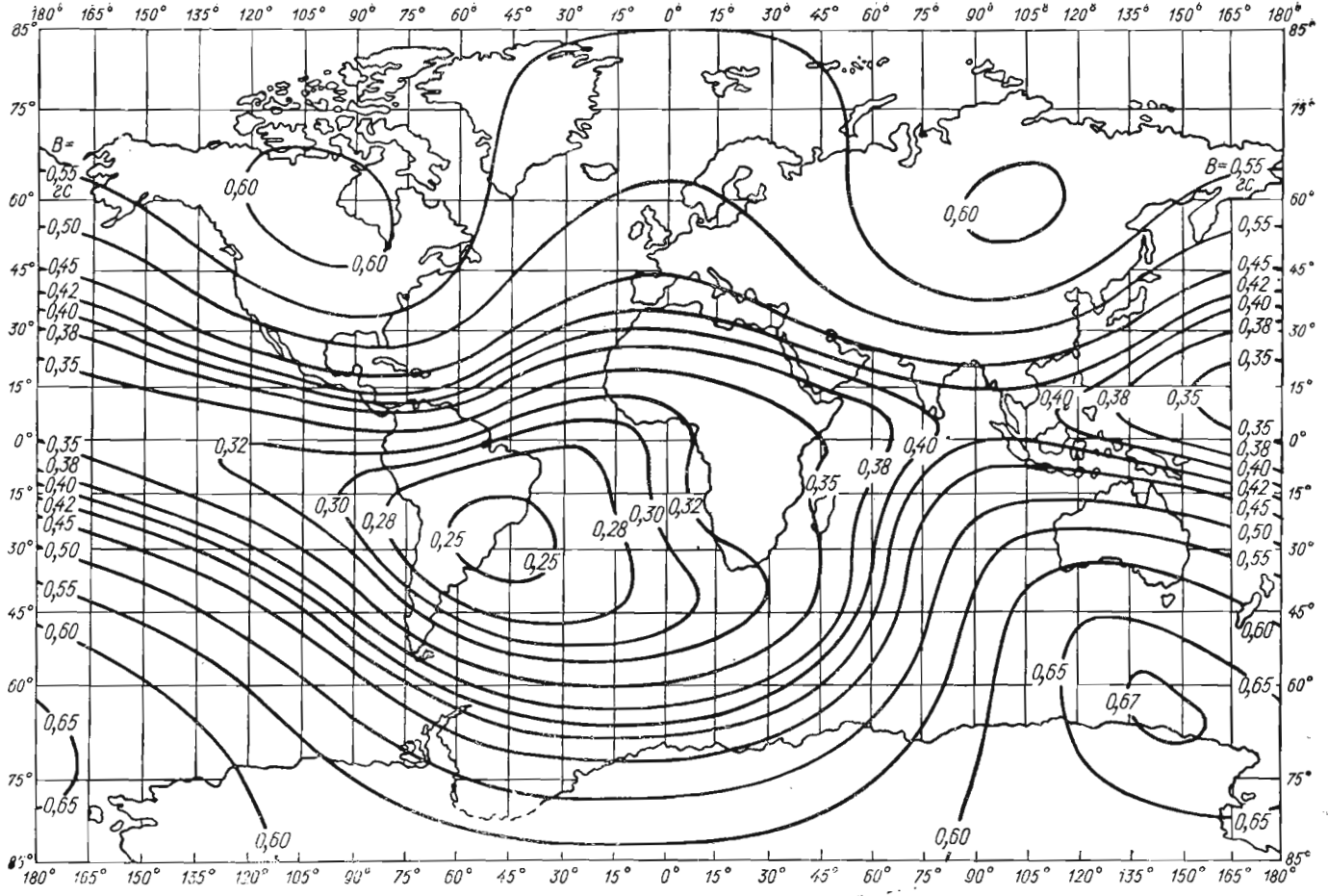


Рис. 2.7. Контуры постоянной напряженности магнитного поля на поверхности Земли.

Напряженность магнитного поля связана с потенциалом следующим образом:

$$\left.\begin{aligned} B_r &= -\frac{\partial V}{\partial r} = -Z \qquad \text{(вертикальная составляющая);} \\ B_\lambda &= -B_\theta = -\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial V}{\partial \lambda} = X \quad \text{(северная составляющая);} \\ B_\varphi &= \frac{1}{r\sin\lambda}\cdot\frac{\partial V}{\partial \varphi} = Y \quad \text{(восточная составляющая).} \end{aligned}\right\} \qquad (2.63)$$

Такое приближение дает на поверхности Земли поле порядка 40 000 γ с погрешностью около $\pm$ 200γ. После того как будет завершена программа МГСС по картографированию геомагнитного поля, по-видимому, можно будет учесть последующие члены разложения.

Результаты расчетов Йенсена и Каина (1960 г.) для поля вблизи поверхности Земли представлены на рис. 2.7.

Как видно из рис. 2.7, в Южной Атлантике, вблизи Бразилии, имеется область слабого поля, которая играет важную роль в проблеме радиационного пояса. Эта особенность геомагнитного поля получила название «бразильской аномалии», хотя сам термин «аномалия» в данном случае представляется неудачным. Если принять модель смещенного диполя, то ослабление поля в районе бразильской аномалии оказывается закономерным, так же как и соответствующее усиление поля в районе западной части Тихого океана. Аномалиями скорее следовало бы называть особенности, связанные с отклонениями от дипольности. Наиболее существенна в этом смысле кейптаунская аномалия, которая не очень хорошо видна на рис. 2.7. Напряженность магнитного поля к югу от Кейптауна необычайно низка, что заметно сказывается на поведении захваченных частиц. Кейптаунская аномалия хорошо видна на рис. 2.12, изображающем карту ΔR.

Геомагнитное поле создается главным образом токами, существующими в недрах Земли. Большие поля создают также минералы земной коры, ионосферные токи, частицы, захваченные полем и образующие так называемые кольцевые токи, а также солнечный ветер, искажающий геомагнитное поле. Геомагнитное поле меняется во времени, причем наблюдаются как долговременные вариации основного магнитного поля во многих местоположениях примерно на величину 100γ в год, так и кратковременные вариации поля у поверхности Земли на величину до 1000γ за несколько дней под влиянием магнитных бурь солнечного происхождения.

При рассмотрении захваченных частиц в радиационном поясе для многих целей оказывается достаточным считать геомагнитное поле постоянным, пренебрегая его временными вариациями, и пользоваться разложением по сферическим гармоникам. Такая процедура может оказаться недостаточно точной для больших расстояний от Земли — грубо говоря, для расстояний, превышающих $6R_E$, а во время бурь — и на меньших расстояниях.

Магнитное поле существенно меняется на больших высотах. Солнечный ветер, обдувающий геомагнитное поле, искажает его и обжимает таким образом, что оно заполняет в межпланетном пространстве некую полость, по форме отдаленно напоминающую каплю. Это означает, что поле не является азимутально симметричным. Магнитное поле, занимающее указанную полость, было рассчитано при различных предположениях относительно солнечного ветра [12, 13]. В табл. 2.2 представлена сводка измерений геомагнитного поля с помощью искусственных спутников.

ТЕОРЕМА ЛИУВИЛЛЯ

Теорема Лиувилля оказывается полезной для понимания некоторых характеристик движения захваченной частицы. Она утверждает, что плотность частиц в фазовом пространстве остается постоянной вдоль их траектории. Элемент

Таблица 2.2

Результаты измерений геомагнитного поля, полученные с помощью американских и советских спутников и космических ракет [33]

Спутник	Дата запуска	Угол наклонения, *град**	Время жизни, сутки	*B*, γ**	Точность измерений	Расстояние, R_E ***
«ИСЗ-3»	15/V 1958 г.	65	30	$<6\cdot10^4$	5%	$>1,3$
«Пионер-1»	11/X 1958 г.	Падение на Землю	1	$<10^3$	1%	3,7–7; 12,3–14,6
«Луна-1»	2/I 1959 г.	Орбита вокруг Солнца	1	$<6\cdot10^3$	200 γ	3—6
«Эксплорер-6»	7/VIII 1959 г.	47	61	$<2\cdot10^4$	3%	2—7,5
«Луна-2»	12/IX 1959 г.	Падение на поверхность Луны	33,5 *ч*	$<1,5\cdot10^3$	50 γ	3—6
«Авангард-3»	18/IX 1959 г.	33	85	10^4—$6\cdot10^4$	4 γ	$<1,8$
«Пионер-5»	11/III 1960 г.	Орбита вокруг Солнца	50	$<10^3$	0,05—5 γ	5—9
«Эксплорер-10»	25/III 1961 г.	33	2,2	$30—5\cdot10^3$; ±50	3 γ; 0,3 γ	1,8—7; 6–42,6
«Эксплорер-12»	16/VIII 1961 г.	33	112	±500	10 γ	4—13,5
«Эксплорер-14»	3/X 1962 г.	33	300	±250	5 γ	5–16,5
«Алуэтт»	29/IX 1962 г.	80	Передает информацию до настоящего времени	$<6\cdot10^4$	0,3%	1,17
«Эксплорер-15»	27/X 1962 г.	18	90	$\pm4\cdot10^2$	40 γ	1,7—4,0
«Эксплорер-18» (ИМП-1)	27/XI 1963 г.	33	181	$<3\cdot10^2$; $<4\cdot10^1$	±0,25	<32
«Электрон-2»	30/I 1964 г.	61	90	$<1,2\cdot10^2$; $<1,2\cdot10^3$	2 γ; 20 γ	3—11,6
«Космос-26»	18/III 1964 г.	49	194	$<7\cdot10^4$	±4 γ	~1,05
«Электрон-4»	11/VII 1964 г.	61	?	$<2,4\cdot10^2$; $<1,2\cdot10^3$	?	3—11,4
ОГО-А	5/IX 1964 г.	31	Функционирует до настоящего времени	$<5\cdot10^2$;	±3 γ	3,8–24,3
«Эксплорер-21» (ИМП-2)	4/X 1964 г.	34	150	$<3\cdot10^2$; <40	±0,25 γ	6—15,9
«Космос-49»	24/X 1964 г.	49	?	$<7\cdot10^4$	±4 γ	~1,05
«Маринер-4»	28/XI 1964 г.	Орбита вокруг Солнца	270	$<3,7\cdot10^2$	±0,7 γ	>10
«Эксплорер-26»	21/XII 1964 г.	20	Функционирует до настоящего времени	$<2\cdot10^3$	±2 γ	2,5–5,1
«Эксплорер-28» (ИМП-3)	29/V 1965 г.	33	То же	$<3\cdot10^2$; $<4\cdot10^1$	±0,25 γ	<42

* Угол наклонения орбиты к плоскости экватора.

** Динамический диапазон измерительного прибора (1 $\gamma=10^{-5}$ э).

*** Геоцентрическое радиальное расстояние, на котором проводились измерения.

объема фазового пространства равен

$$dx\,dy\,dz\,d\pi_x\,d\pi_y\,d\pi_z,$$

где π_i — сопряженные импульсы, определяемые лагранжианом частицы. Лагранжиан частицы, движущейся в магнитном поле, равен [14]

$$L = -mc^2\sqrt{1-v^2/c^2} + \frac{e}{c}\mathbf{vA}, \tag{2.64}$$

где $\mathbf{A}$ — векторный потенциал поля, так что

$$\pi_i = \frac{\partial L}{\partial \dot{x}_i} = \frac{mv_i}{\sqrt{1-v^2/c^2}} + \frac{e}{c}A_i = p_i + \frac{e}{c}A_i. \tag{2.65}$$

Сванн показал [15], что якобиан преобразования от канонических импульсов π_i к механическим импульсам p_i равен единице, так что элемент объема фазового пространства может быть записан также в виде $dx\ dy\ dz\ dp_x dp_y dp_z$. Используя это выражение, сформулируем теорему Лиувилля следующим образом:

$$\frac{dN}{dx\,dy\,dz\,dp_x\,dp_y\,dp_z} = \text{const}, \tag{2.66}$$

где dN — число частиц в элементе объема фазового пространства.

Перейдем к сферическим координатам, направив полярную ось вдоль вектора скорости:

$$dx\,dy\,dz\,dp_x\,dp_y\,dp_z = (dA\ v\,dt)\cdot(p^2\,dp\,d\Omega), \tag{2.67}$$

где dA — элемент площади, нормальной к скорости, а $d\Omega$ — элемент телесного угла. Если магнитное поле постоянно и $E = 0$, то p и v — константы движения, и из уравнений (2.66) и (2.67) можно получить следующее равенство с учетом соотношения $dE = vdp$:

$$j = \frac{dN}{dA\,dt\,dE\,d\Omega} = \text{const}. \tag{2.68}$$

Здесь j — дифференциальная интенсивность потока частиц, *частица*$\cdot$*см*$^2\times$ $\times$*сек*$^{-1}\cdot$*стер*$^{-1}\cdot$*Мэв*$^{-1}$. Следовательно, теорема Лиувилля утверждает, что дифференциальная интенсивность остается постоянной вдоль траектории частицы:

$$j(\alpha_1,\ B_1,\ L_1) = j(\alpha_2,\ B_2,\ L_2), \tag{2.69}$$

где связь между переменными дается уравнением (2.14) магнитного зеркала: $\sin^2\alpha_1/B_1 = \sin^2\alpha_2/B_2$.

На первый взгляд, постоянство j может показаться странным, поскольку входящий в уравнение (2.68) элемент телесного угла $d\Omega = 2\pi\sin\alpha d\alpha$ явно изменяется от экватора к зеркальной точке. Однако это изменение точно компенсируется из-за сгущения силовых линий, которое приводит к изменению сечения силовой трубки dA. Докажем это утверждение, исходя из уравнения магнитного зеркала. Изменение питч-угла $d\alpha_1$ приводит к изменению $d\alpha_2$, так что

$$2\sin\alpha_1\,d\alpha_1/B_1 = 2\sin\alpha_2\,d\alpha_2/B_2, \tag{2.70}$$

что можно переписать в виде

$$d\Omega_1/B_1 = d\Omega_2/B_2. \tag{2.71}$$

Из постоянства магнитного потока вдоль силовой трубки следует, что

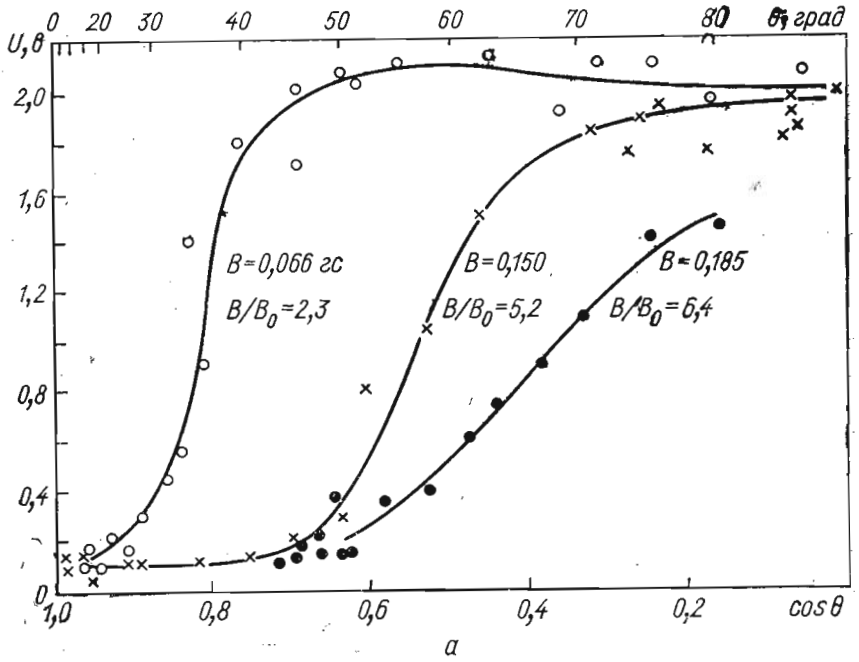
$$d\Phi_m = B_1\,dA_1 = B_2\,dA_2. \tag{2.72}$$

Таким образом,

$$dA_1\,d\Omega_1 = dA_2\,d\Omega_2, \tag{2.73}$$

что и доказывает постоянство j.

При выводе уравнения (2.73) мы рассматривали частицы, заключенные в некоторой силовой трубке. Но можно было бы также рассматривать некий конкретный детектор частиц, имеющий определенную площадь dA и телесный угол $d\Omega$ регистрации частиц. Если такой детектор поместить в двух точках поля



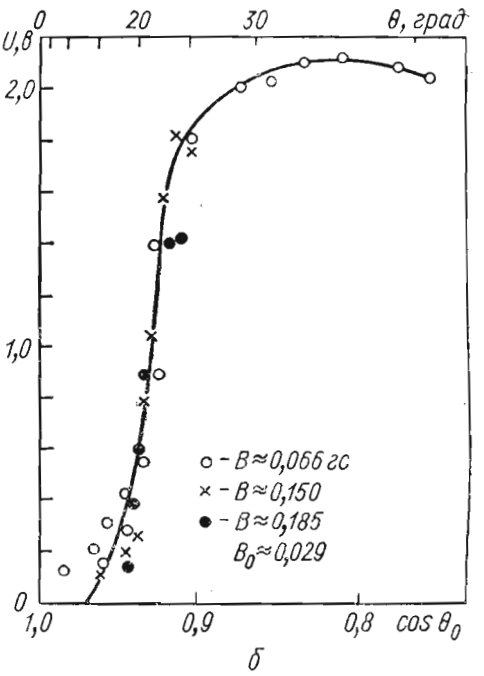


Рис. 2.8. Экспериментальная проверка теоремы Лиувилля. Экваториальное питч-угловое распределение для электронов с энергией больше 1 *Мэв*, полученное 28 октября 1962 г. ($2{,}189 \leqslant L \leqslant 2{,}212$).

B_1 и B_2, находящихся на одной силовой линии, т. е. в таких точках, для которых выполняется соотношение $\sin^2 \alpha_1/B_1 = \sin^2 \alpha_2/B_2$, то, как следует из уравнения (2.68), скорость счета будет одинаковой. В этом случае, так как площадь dA постоянна, в точке $B_2 > B_1$ детектор охватывает силовую трубку большего размера, чем в точке B_1. С другой стороны, поскольку телесный углл $d\Omega$ по-

стоянный, доля углового распределения частиц, регистрируемых в точке B_1, больше, чем в точке B_2, и оба указанных фактора компенсируются.

Справедливость уравнения (2.69) была доказана Катцем [16], который преобразовал несколько угловых распределений интенсивности, полученных в различных точках одной и той же силовой линии (рис. 2.8, *а*) и получил из них единое экваториальное угловое распределение (см. рис. 2.8, *б*).

АДИАБАТИЧЕСКИЕ ИНВАРИАНТЫ

Известно, что в механических системах существуют константы движения, такие, как энергия, импульс, момент количества движения. При движении заряженной частицы появляются дополнительные приближенные константы, соответствующие трем компонентам движения, но эти константы адиабатические, т. е. они постоянны лишь при медленных изменениях переменных.

Для того чтобы составить представление об адиабатических инвариантах, рассмотрим простой механический маятник массой m, длина которого l уменьшается, так как нить медленно подтягивается в точке подвеса. Это приводит к изменению энергии колебаний E и собственной частоты маятника f, но можно показать, что в пределе малых колебаний и медленного изменения l: $E/f = \text{const}$. Это отношение E/f является адиабатическим инвариантом движения. Чтобы показать это, вычислим работу ΔW, совершаемую при подтягивании массы m на расстояние Δl против силы тяготения $mg\cos\theta$ и центробежной силы $ml\dot{\theta}^2$:

$$\Delta W = \int F\,dl = -\int mg\cos\theta\,dl - \int ml\dot{\theta}^2\,dl. \tag{2.74}$$

Если перемещение на расстояние dl происходит медленно по сравнению с колебаниями, то можно усреднить величины θ и $\dot{\theta}$ по периоду колебаний:

$$\Delta W = -mg\langle\cos\theta\rangle\,\Delta l - ml\langle\dot{\theta}^2\rangle\,\Delta l. \tag{2.75}$$

В приближении малой амплитуды

$$\cos\theta = 1 - \theta^2/2. \tag{2.76}$$

Следовательно, работа ΔW складывается из двух частей: работы по поднятию маятника $mg\,\Delta l$ и изменения энергии колебаний маятника:

$$\Delta E = \left(\frac{mg}{2}\langle\theta^2\rangle - ml\langle\dot{\theta}^2\rangle\right)\Delta l. \tag{2.77}$$

Для маятника средняя кинетическая энергия и средняя потенциальная энергия равны

$$\frac{E}{2} = \frac{mgl}{2}\langle\theta^2\rangle = \frac{ml^2}{2}\langle\dot{\theta}^2\rangle. \tag{2.78}$$

Из уравнений (2.77) и (2.78) можно написать

$$\Delta E/\Delta l = E/2l. \tag{2.79}$$

Вспоминая, что

$$2\pi f = \sqrt{g/l}, \tag{2.80}$$

получаем

$$df/f = -dl/2l. \tag{2.81}$$

Следовательно,

$$\Delta E/E = \Delta f/f. \tag{2.82}$$

Интегрируя (2.82), получаем

$$E/f = \text{const}. \tag{2.83}$$

Отношение E/f представляет собой адиабатический инвариант. Если бы движение нити в точке подвеса не было медленным по сравнению с колебаниями [см. уравнение (2.75)], то это отношение не оставалось бы постоянным.

Адиабатические инварианты появляются в системах, характеризуемых периодическим движением или многократным периодическим движением. Они связаны с медленными нерезонансными возмущениями гамильтониана, ответственного за периодический характер основного движения [17]. Количество адиабатических инвариантов определяется числом периодичностей и должно быть меньше числа степеней свободы системы или равно ему. В однородном магнитном поле частица имеет три степени свободы, но только один адиабатический инвариант, который представляет собой магнитный момент частицы.

Магнитный момент. Ранее мы отмечали, что μ — магнитный момент частицы, вращающейся вокруг силовой линии, является адиабатическим инвариантом движения. Это означает, что μ остается константой, если изменения магнитного поля происходят достаточно медленно. Рассмотрим движение частицы в магнитном поле, напряженность которого — это медленно меняющаяся функция времени. Изменения поля B вызывают азимутальное электрическое поле $\mathscr{E}$, которое, как и в бетатроне, ускоряет частицу. Показано, что если магнитное поле постоянно, то μ — константа [см. уравнение (2.12)]. При движении частицы между магнитными зеркалами происходит обмен энергией между составляющими $E_\perp$ и $E_\parallel$, но отношение $\mu = E_\perp/B$ остается при этом постоянным. Что же происходит, когда магнитное поле меняется и возникает электрическое поле?

Увеличение поперечной кинетической энергии за один оборот из-за присутствия электрического поля $\mathscr{E}$ можно записать в виде [18]

$$\Delta E_\perp = -e \oint \mathscr{E} d\mathbf{l} = -e \int \operatorname{rot} \mathscr{E}\, d\mathbf{s} = \frac{e}{c} \int \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}\, d\mathbf{s}. \tag{2.84}$$

Если производная $\partial B/\partial t$ постоянна вдоль орбиты частицы, то ее можно вынести за знак интеграла:

$$\Delta E_\perp = \frac{e}{c} \cdot \frac{\partial B}{\partial t}\, \pi R_c^2 = \frac{e\pi}{c}\, R_c^2 \frac{\Delta B}{\tau_c}. \tag{2.85}$$

Подставляя сюда соответствующие выражения для R_c и τ_c, получаем

$$\Delta E_\perp = \frac{E_\perp}{B} \Delta B. \tag{2.86}$$

Отсюда следует, что

$$\Delta\left(\frac{E_\perp}{B}\right) = \frac{1}{B}\left(\Delta E_\perp - \frac{E_\perp}{B} \Delta B\right) = 0. \tag{2.87}$$

Интегрирование показывает, что магнитный момент остается постоянным

$$E_\perp/B = \mu = \text{const} \tag{2.88}$$

даже при изменении B, но при условии, что это изменение происходит достаточно медленно. Следовательно, для сохранения μ необходимо, чтобы производная $\partial B/\partial t$ оставалась постоянной на расстояниях, бóльших ларморовского радиуса, и за времена, большие периода вращения. Итак, условия постоянства μ можно записать в виде

$$X \gg R_c, \quad T \gg \tau_c, \tag{2.89}$$

где X и T — характерные расстояние и время, на которых существенно меняется магнитное поле.

Продольный инвариант. Имеется второй адиабатический инвариант, который обычно привлекают для описания движения частиц в магнитном поле.

Это продольный инвариант $\mathcal{J}$, впервые рассмотренный Розенблютом. Величина $\mathcal{J}$ определяется соотношением

$$\mathcal{J} = 2\int_{l_1}^{l_2} mv_{\parallel}\, dl, \tag{2.90}$$

где интеграл берется между двумя зеркальными точками l_1 и l_2. В том, что $\mathcal{J}$ является адиабатическим инвариантом, можно убедиться, исходя из интеграла действия Гамильтона

$$\oint p\, dq = K. \tag{2.91}$$

Здесь p — одна из составляющих импульса частицы, а q — сопряженная с ней пространственная координата. Можно показать [17], что переменные действия K адиабатически сохраняются. Величины K будут адиабатическими инвариантами, если можно разделить компоненты невозмущенного движения и взять интеграл по периоду изменения соответствующей переменной. (Три компоненты движения заряженной частицы в поле диполя—вращение, колебание вдоль силовой линии и долготный дрейф — строго говоря, не разделяются; разделение переменных можно произвести лишь приближенно.)

Положив в интеграле действия $p = mv_{\parallel}$ и взяв в качестве сопряженной пространственной координаты q расстояние l, измеряемое вдоль силовой линии, получим

$$\oint mv_{\parallel}\, dl = 2\int_{l_1}^{l_2} mv_{\parallel}\, dl = \mathcal{J}. \tag{2.92}$$

Если магнитное поле меняется за один период колебаний вдоль силовой линии, то энергия частицы не остается постоянной и инвариант $\mathcal{J}$ не сохраняется. Таким образом, видим, что $\mathcal{J}$ является адиабатическим инвариантом, и условие его сохранения состоит в том, чтобы изменение поля B происходило медленно по сравнению с периодом колебаний вдоль силовой линии.

Часто пользуются видоизмененным продольным инвариантом I, который можно получить из уравнений (2.90) и (2.23):

$$I = \frac{\mathcal{J}}{2mv} = \int_{l_1}^{l_2} \sqrt{1 - B/B_m}\, dl. \tag{2.93}$$

Мы видим, что I, называемый интегральным инвариантом, представляет собой длину силовой линии между зеркальными точками, вычисленную с весовой функцией, зависящей от магнитного поля вдоль силовой линии. Для невозмущенного движения частицы в магнитном поле в отсутствие столкновений или радиального дрейфа скорость v неизменна, и I является адиабатическим инвариантом. В этом случае колебательное движение частицы ограничено. Если бы не было долготного дрейфа, частица колебалась бы вдоль одной и той же силовой линии, поскольку переход с одной силовой линии на другую при неизменном зеркальном поле B означал бы изменение величины I. Но в действительности частица дрейфует по долготе и постоянство I ограничивает дрейфовое движение.

С помощью инварианта магнитного момента μ и интегрального инварианта I можно описать поверхность, на которой частица дрейфует вокруг Земли. На рис. 2.9 штриховой линией показан контур постоянного B, линии постоянного I изображены пунктиром. Магнитной экваториальной плоскости соответствует $I = 0$, поскольку в пределе малых амплитуд колебаний две зеркальные точки на магнитном экваторе сливаются и длина силовой линии между зеркальными точками обращается в нуль. На магнитном полюсе $I \to \infty$ (если пренебречь искажениями геомагнитного поля под действием солнечного ветра), поскольку силовая линия, проходящая от полюса к полюсу, имеет бесконечную длину.

Рассмотрим теперь частицу с магнитным моментом μ_0 и интегральным инвариантом I_0. Исходя из инвариантности μ_0, с помощью уравнения (2.14) находим, что частица будет отражаться в точках с определенным значением магнитного поля $B_m = B_p$, как показано на рис. 2.9. Рассматриваемая частица будет колебаться вдоль силовой линии (см. рис. 2.9, слева) между зеркальными точками P и P^*. Длина этой силовой линии определяет величину интегрального инварианта I_0. Посмотрим теперь, что произойдет, если частица продрейфует по долготе и окажется на другой стороне Земли (см. рис. 2.9, справа).

Для того чтобы μ оставалось постоянным, зеркальные точки должны лежать на контуре со значением магнитного поля, равным B_p. Этому ограничению удовлетворяет любая из точек A_1, A_2 или A_3, лежащих с правой стороны, и сопря-

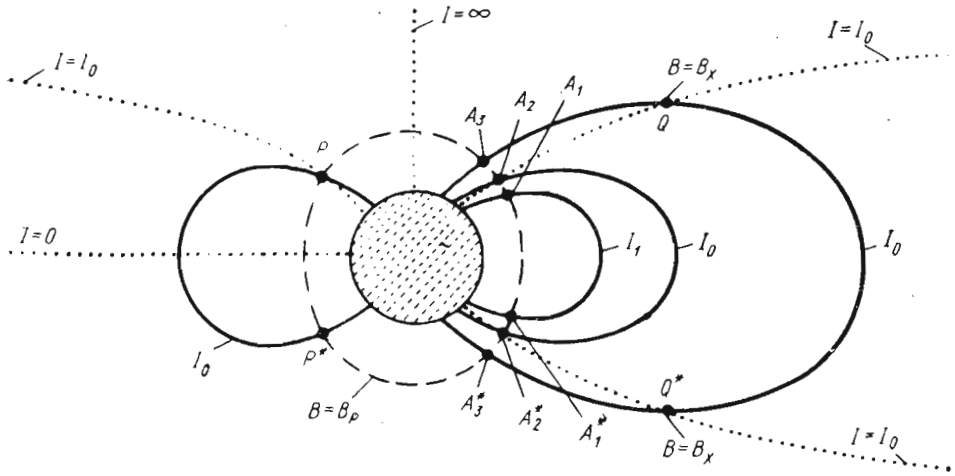


Рис. 2.9. Дрейф частиц вокруг Земли.

женные с ними точки A_1^*, A_2^* и A_3^*. Если мы выберем силовую линию между точками A_1 и A_1^*, то интегральный инвариант $I_1 \neq I_0$. Эта силовая линия слишком коротка для того, чтобы в процессе дрейфа сохранялась величина I. Если мы перейдем на силовую линию $A_2A_2^*$, то интегральный инвариант будет равен I_0, и указанное выше ограничение выполняется. Эта силовая линия оказалась удовлетворительной, но является ли она единственной?

Рассмотрим более длинную силовую линию между точками A_3 и A_3^*. На этой силовой линии интегральный инвариант равнялся бы I_0, если бы отражение происходило не в точках A_3 и A_3^*, а в точках Q и Q^*, но это невозможно, так как зеркальное магнитное поле должно равняться B_p, иначе μ не будут сохраняться в процессе дрейфа. Таким образом, в правой части рис. 2.9 найдется лишь одна разрешенная силовая линия, которая определяется пересечением контура B_p с пунктирными линиями $I = I_0$. Эта силовая линия, идущая от точки A_2 к точке A_2^*, — единственная линия, которой соответствуют те же значения μ_0 и I_0, что и для линии PP^* в левой части (см. рис. 2.9). Геометрическим местом точек отражения являются два кольца: одно в северном, другое в южном полушарии, которые представляют собой линии постоянных значений B, соединенных линиями постоянных значений I (рис. 2.10). Поверхность, вдоль которой частица дрейфует вокруг Земли, напоминает яблоко с вырезанной сердцевиной. Высота точек отражения зависит от долготы, так как геомагнитное поле не постоянно вдоль данной параллели.

Инвариант потока. Имеется третий адиабатический инвариант движения заряженной частицы в магнитном поле, который связан с дрейфом частицы по долготе [19]. Воспользуемся интегралом действия Гамильтона и найдем обобщенный импульс, связанный с изменением долготы [14].

Канонический импульс, сопряженный с азимутальной угловой координатой, равен

$$P_\varphi = \frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}} = \frac{mr^2 \sin^2\theta}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\dot{\varphi} + \frac{e}{c} A_\varphi r \sin\theta. \qquad (2.94)$$

Здесь мы использовали уравнение (2.64) и подставили компоненты скорости $\mathbf{v}$: $\dot{r}$, $r\dot{\theta}$ и $r\sin\theta\,\dot{\varphi}$. Первый член уравнения (2.94) — малая величина порядка $0(\rho/X)$ по сравнению со вторым, и им можно пренебречь. Составим интеграл действия:

$$\mathcal{J}_\varphi = \oint P_\varphi\, d\varphi =$$

$$= \frac{e}{c} \oint A_\varphi\, r \sin\theta\, d\varphi =$$

$$= \frac{e}{c} \oint A_\varphi\, dl. \qquad (2.95)$$

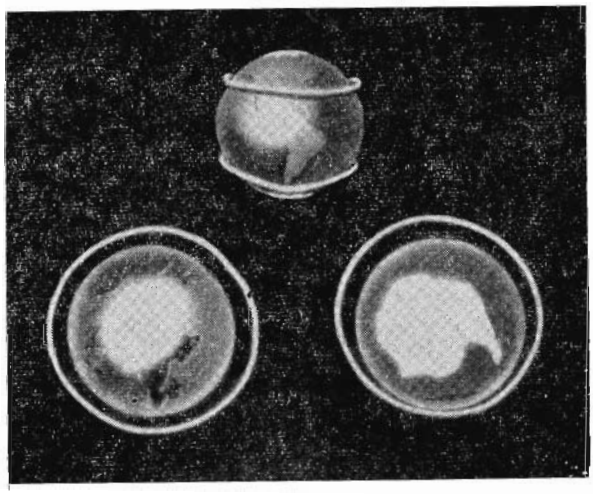


Рис. 2.10. Геометрическое место зеркальных точек частиц, дрейфующих вокруг Земли.

С помощью теоремы Стокса перейдем к интегралу по поверхности

$$\mathcal{J}_\varphi = \int\limits_{\substack{\text{По поверхности}\\ \text{дрейфового}\\ \text{движения}}} \operatorname{rot}\mathbf{A}\, d\mathbf{S} =$$

$$= \int \mathbf{B}\, d\mathbf{S} = \Phi_m. \qquad (2.96)$$

Выражение (2.96) показывает, что магнитный поток Φ_m, связанный с дрейфовой орбитой, является константой движения. Если магнитное поле претерпевает изменение за время, малое по сравнению с периодом дрейфа, инвариантность величины (2.96) нарушается. Поток Φ_m могут изменить, например, внезапные возмущения в начале магнитной бури, которые длятся несколько минут.

Все рассуждения, которые мы приводили до сих пор в связи в адиабатическими инвариантами, справедливы с точностью до величин порядка $0(R_c/X)$. Соответствующую теорию в более законченной форме разработал Крускал [20]. В действительности адиабатические инварианты представляют собой асимптотические ряды следующего вида:

$$\left.\begin{aligned} &\mu + \left(\frac{R_c}{X}\right)\mu_1 + \left(\frac{R_c}{X}\right)^2 \mu_2 + \ldots = \text{const};\\ &\mathcal{J} + \left(\frac{R_c}{X}\right)\mathcal{J}_1 + \left(\frac{R_c}{X}\right)^2 \mathcal{J}_2 + \ldots = \text{const};\\ &\Phi + \left(\frac{R_c}{X}\right)\Phi_1 + \left(\frac{R_c}{X}\right)^2 \Phi_2 + \ldots = \text{const}. \end{aligned}\right\} \qquad (2.97)$$

Мы называли адиабатическими инвариантами первые члены разложений μ, $\mathcal{J}$ и Φ; в действительности следовало бы использовать весь ряд.

Если бы движение заряженной частицы можно было разделить на три независимых компоненты, то мы получили бы для адиабатического инварианта одинединственный член. Но переменные строго не разделяются. Даже за одно колебание вдоль силовой линии частица немного дрейфует по долготе. Продольный инвариант можно записать в общем виде:

$$\mathcal{J} = \oint \mathbf{P}\, d\mathbf{q} = \oint \left(m\mathbf{v} + \frac{e}{c}\mathbf{A}\right) d\mathbf{r}. \qquad (2.98)$$

С точностью до членов низшего порядка при $R_c/X \to 0$ векторный потенциал $\mathbf{A}$ вклада не дает, поскольку если во время колебаний вдоль силовой линии частица возвращается точно в исходную точку и дрейфа по долготе не происходит, то

$$\oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{r} = 0. \tag{2.99}$$

В этом случае

$$\mathcal{J} = \oint m\mathbf{v}\, d\mathbf{r} = \oint m v_{\parallel}\, dl, \tag{2.100}$$

что совпадает с уравнением (2.90). Но, вообще говоря,

$$\oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{r} \neq 0, \tag{2.101}$$

и возникают дополнительные члены

$$\mathcal{J} = \oint m v_{\parallel}\, dl + 0\,(R_c/X). \tag{2.102}$$

Обычно члены низшего порядка μ, $\mathcal{J}$ и Φ адекватно отражают процесс, но следует помнить, что они не представляют собой полных адиабатических инвариантов.

Как утверждает Мозер [21], поправочные члены к магнитному моменту могут играть важную роль; он считает, что лучшее приближение для μ дает выражение

$$\mu = \frac{m\,|\,\mathbf{v}_{\perp} - \mathbf{v}_{д}\,|^2}{2B}. \tag{2.102а}$$

Идея его состоит в том, что скорость $v_д$ не связана с вращательным движением, и, следовательно, для нахождения скорости вращательного движения, определяющей момент μ, дрейфовую скорость нужно вычитать из $v_\perp$. Как было строго показано Драгтом [22] и Мозером [23], такая процедура точно дает поправки первого порядка. Дрейфовая скорость может оказаться очень большой в геомагнитном хвосте, если там имеются большие электрические поля.

УРАВНЕНИЯ, ОПИСЫВАЮЩИЕ ПЛАЗМУ

Одночастичные уравнения движения весьма полезны для описания бесстолкновительных процессов. Такому требованию удовлетворяют, например, протоны высокой энергии в радиационном поясе. Но в том случае, когда важны столкновения или когда требуется статистически исследовать поведение многих частиц, следует пользоваться более общими методами, например уравнением Больцмана. Уравнение Больцмана имеет вид [24]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^{3} u_i \frac{\partial f}{\partial x_i} + \sum_{i=1}^{3} \frac{F_i}{m} \frac{\partial f}{\partial u_i} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ст}, \tag{2.103}$$

где u, m и F — скорость, масса частицы и действующая на нее сила соответственно; f — плотность частиц в 6-мерном фазовом пространстве, которая определяет число частиц в объеме $dx\,dy\,dz$ и в интервале скоростей d^3u как

$$dN = f(\mathbf{r},\ \mathbf{u},\ t)\, dx\, dy\, dz\, du_x\, du_y\, du_z; \tag{2.104}$$

член $(\partial f/\partial t)_{ст}$ учитывает результирующий эффект столкновений. Истинная плотность частиц определяется выражением

$$n = \int_{-\infty}^{+\infty} f\, du_x\, du_y\, du_z, \tag{2.105}$$

а средняя скорость частиц $\mathbf{v}$ равна

$$n\mathbf{v} = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{u} f \, du_x \, du_y \, du_z. \tag{2.106}$$

Для реальных задач очень трудно получить решение уравнения Больцмана (2.103). Но из него можно вывести ряд полезных макроскопических соотношений.

Интегрируя уравнение (2.103) по пространству скоростей, получаем уравнение непрерывности:

$$\partial n/\partial t = -\operatorname{div}(n\mathbf{v}). \tag{2.107}$$

При интегрировании третьего члена уравнения (2.103) получаем нуль, так как $f \to 0$ при $v \to \infty$, последний член никакого вклада не дает, поскольку столкновения не меняют плотности частиц. Умножая уравнение (2.103) на $m\mathbf{u}$ и интегрируя по пространству скоростей, получаем уравнение переноса импульса:

$$\frac{\partial}{\partial t}(nm\mathbf{v}) + \operatorname{div}\left(nm\overline{\mathbf{uu}}\right) - n\mathbf{F} = \int_{-\infty}^{+\infty}\int\int m\mathbf{u}\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{ст}} du_x \, du_y \, du_z. \tag{2.108}$$

Столкновительный член вклада здесь не дает, так как полный момент совокупности частиц не меняется за счет столкновений между ними. Для плазмы с максвелловским распределением по скоростям уравнение (2.108) можно преобразовать в уравнение движения [25]:

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + n\mathbf{F}, \tag{2.109}$$

где p — давление, а полная производная $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{v}\cdot\nabla$. Если сила $\mathbf{F}$, действующая на частицу, обусловлена электромагнитным и гравитационным полями

$$\mathbf{F} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c}\mathbf{v}\times\mathbf{B} + \rho\mathbf{g}, \tag{2.110}$$

то

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \frac{1}{c}\mathbf{j}\times\mathbf{B} + \frac{\rho e}{m}\mathbf{E} + \rho\mathbf{g}, \tag{2.111}$$

где $j = nev$.

Гидромагнитные уравнения. Уравнения (2.107) и (2.111), описывающие жидкость, можно получить из уравнения Больцмана. Но для плазмы низкой плотности давление и электрическая проводимость являются тензорами. Эти уравнения просты только в случае существенно столкновительной жидкости, в которой функция распределения по скоростям близка к максвелловской. В подобных случаях лучше пользоваться системой гидромагнитных уравнений. Они представляют собой совокупность уравнения непрерывности (2.107), уравнения движения (2.111), уравнений Максвелла:

$$\operatorname{rot}\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\cdot\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t}; \tag{2.112}$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{B} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j}; \tag{2.113}$$

$$\operatorname{div}\mathbf{B} = 0; \tag{2.114}$$

$$\operatorname{div}\mathbf{E} = 4\pi e(n_i - n_e) \tag{2.115}$$

и закона Ома

$$\mathbf{j} = \sigma\left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c}\times\mathbf{B}\right). \tag{2.116}$$

Исследуя эти уравнения, можно понять определенные особенности поведения плазмы. Выясним прежде всего, как движется жидкость по отношению к электромагнитному полю. С помощью уравнений (2.112) и (2.116) можно исключить **E**, тогда получим соотношение

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \operatorname{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \Delta \mathbf{B}. \tag{2.117}$$

В случае, когда жидкость покоится, получаем уравнение диффузии

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \Delta \mathbf{B}, \tag{2.118}$$

из которого можно получить характерное время диффузии

$$\tau = \frac{4\pi\sigma}{c^2} L^2. \tag{2.119}$$

Здесь L — характерный линейный размер изменения поля B. Для недр Земли $\tau \sim 10^4$ лет. Для времен, очень коротких по сравнению с τ (или для $\sigma \to \infty$),

$$\partial \mathbf{B}/\partial t = \operatorname{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \tag{2.120}$$

Это означает, что магнитный поток через любой контур, связанный с жидкостью, в процессе движения остается постоянным [26]. Покажем, что это действительно так. Скорость изменения потока через движущийся контур равна

$$\frac{d\Phi}{dt} = \iint \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}\, d\mathbf{S} + \oint \mathbf{B} \cdot (\mathbf{v} \times d\mathbf{l}), \tag{2.120а}$$

где первый член правой части обусловлен временны́ми изменениями поля в контуре, а второй член соответствует изменению площади контура. Учитывая, что

$$\oint \mathbf{B}(\mathbf{v} \times d\mathbf{l}) = -\iint \operatorname{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{B})\, d\mathbf{S}, \tag{2.120б}$$

получаем

$$\frac{d\Phi}{dt} = \iint \left[\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \operatorname{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \right] \cdot d\mathbf{S}, \tag{2.120в}$$

что с учетом уравнения (2.120) дает

$$\frac{\partial \Phi}{dt} = 0. \tag{2.120г}$$

Соотношение (2.120г) означает, что магнитные силовые линии «вморожены» в жидкость и движутся вместе с ней.

Другая характерная черта магнитной жидкости проявляется при анализе члена уравнения (2.111), описывающего магнитные силы, который можно записать в виде

$$\frac{1}{c}(\mathbf{j} \times \mathbf{B}) = -\frac{1}{4\pi}(\mathbf{B} \times \operatorname{rot} \mathbf{B}). \tag{2.121}$$

С помощью тождества

$$\frac{1}{2} \nabla (\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}) = (\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{B} + (\mathbf{B} \times \operatorname{rot} \mathbf{B}) \tag{2.122}$$

получаем

$$\frac{1}{c}(\mathbf{j} \times \mathbf{B}) = -\nabla \left(\frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi}(\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{B}. \tag{2.123}$$

Подстановка последнего соотношения в уравнение (2.111) дает

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi}(\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{B} + n\mathbf{F}. \tag{2.124}$$

Это выражение показывает, что действие магнитного поля эквивалентно гидростатическому давлению $B^2/8\pi$. Второй же член в правой части уравнения (2.124) в случае прямых силовых линий соответствует вектору, направленному вдоль магнитного поля **B**. Он описывает натяжение силовых линий.

СИСТЕМЫ КООРДИНАТ

При обработке большого числа экспериментальных данных, касающихся радиационного пояса, мы сталкиваемся с проблемой наиболее эффективной систематизации и представления полученных результатов. Ясно, что в большинстве случаев использование географических координат не является лучшим решением этой проблемы, поскольку поведение частиц определяется магнитным полем. В некоторых экспериментах, относящихся к полетам на небольших высотах, географические координаты оказываются полезными (см. гл. 5, рис. 5.5), но в большинстве случаев более приемлемы магнитные координаты определенного типа. Имеется несколько возможностей выбора магнитных координат.

Широта наклонения—высота. Это не очень удачная система координат, хотя она и использовалась в некоторых ранних космических экспериментах и ионосферных исследованиях. Она совсем непригодна для экспериментов на больших высотах. Широта наклонения λ_D определяется выражением $2\ \mathrm{tg}\ \lambda_D = \mathrm{tg}\ D$, где D — угол наклонения магнитного поля. Сейчас имеются более удобные системы координат.

Координаты I—B. Хороший набор координат представляют собой интегральный инвариант I и напряженность магнитного поля B. В этой системе координат используется реальное поле Земли. Она пригодна для всех высот и легко позволяет единым образом представить данные, относящиеся к разным долготам, а это свойство — одно из наиболее важных достоинств хорошей системы магнитных координат.

Пользуясь этой системой, можно представлять данные в двух измерениях вместо трех. Тот факт, что оказывается возможным комбинировать данные, относящиеся к разным долготам, является очевидным, так как частицы совершают долготный дрейф и вся информация о захваченных частицах может быть получена на любой долготе. Но координаты I—B — это не лучшая система координат. Дело в том, что поверхности $I = \mathrm{const}$ не связаны однозначно с силовыми линиями, и, кроме того, такую систему нелегко представить геометрически.

Координаты *B*—*L*. Наилучшая система координат для описания радиационного пояса — это система, использующая параметр магнитной оболочки L, введенный Мак-Илвейном, и напряженность магнитного поля B. Параметр магнитной оболочки L — это линейный размер, приведенный к экваториальному радиусу силовой линии в случае поля диполя.

Параметр L определяется следующим образом [27]. Рассмотрим сначала поле диполя. Используя уравнения (2.15), (2.16), (2.57) и (2.93), интегральный инвариант I запишем в следующей функциональной форме:

$$I = r_0 f_1(\lambda). \tag{2.125}$$

Из уравнения (2.57) следует, что

$$B = \frac{M}{r_0^3} f_2(\lambda). \tag{2.126}$$

Объединяя два последних выражения, получаем

$$I^3\left(\frac{B}{M}\right) = r_0^3 \frac{B}{M} f_1^3(\lambda) = r_0^3 \frac{B}{M} f_3\left(r_0^3 \frac{B}{M}\right), \tag{2.127}$$

или, обращая это функциональное соотношение,

$$r_0^3 \frac{B}{M} = f^4\left(I^3 \frac{B}{M}\right). \tag{2.128}$$

До сих пор мы рассматривали поле диполя. Обобщим полученный результат, рассмотрев поле Земли и истинные значения I. Определим теперь L с помощью соотношения

$$f_4\left(I^3\frac{B}{M}\right)=L^3\frac{B}{M}, \tag{2.129}$$

где f_4 — функция, определяемая уравнением (2.128). При вычислении параметра L по формуле (2.129) используются значения B и I для реального поля Земли. Мы видим, что для поля диполя $L=r_0$; для недипольного поля L представляет собой обобщение экваториального расстояния, которое оказывается, хотя и не абсолютно, но с большой степенью точности постоянным вдоль силовой линии. Вдоль большинства силовых линий L меняется менее чем на 1%. Из уравнения (2.129) следует, что любому набору значений B и I однозначно соответствует определенная пара значений B и L; таким образом, обе системы координат содержат одинаковую информацию. Однако в терминах параметра L удобнее сопоставлять экспериментальные данные. Вследствие тесной связи между I и L координаты B—L, так же как и координаты I—B, допускают единообразное представление данных для разных долгот. Примером может служить рис. 4.19, на котором приведены результаты обработки большого количества измерений, полученных на «Эксплорере-4» с помощью счетчиков Гейгера—Мюллера. Те же самые данные, представленные в географических координатах [28], дают маловыразительную картину, сложную для интерпретации (см. рис. 4.20). Рис. 4.19 изображает B—L-карту протонов внутренней зоны. Здесь перемещение вниз вдоль линии постоянного L эквивалентно удалению от Земли вдоль некоторой силовой линии. Такое представление данных отражает картину пространственного распределения. Могут встретиться иные способы задания параметра, определяющего силовую линию [29] (примером может служить минимальное поле B_0).

Координаты R — λ. Иногда используют систему координат R—λ, определяемых с помощью соотношений

$$R=L\cos^2\lambda \tag{2.130}$$

и

$$B=\frac{M}{R^3}\sqrt{4-\frac{3R}{L}}, \tag{2.131}$$

где λ — обобщенная магнитная широта. Рассматриваемая система координат имеет преимущества по сравнению с системами, включающими широту наклонения или широту диполя. Иногда при исследованиях космических лучей и в некоторых других случаях широту определяют, вводя центрированный диполь, отклоненный на угол около 11° по отношению к оси вращения. Для систематизации данных, относящихся к радиационному поясу, такой подход слишком груб. Новая система координат R—λ дает диполеподобное представление данных.

На рис. 4.21 показана R—λ-карта для протонов внутренней зоны. Поверхность $R=1$ здесь не соответствует поверхности Земли. Вследствие усреднения по долготе земная поверхность в данном случае изображается нерегулярным образом искривленной линией, заключенной в пределах от $R=0{,}9$ до $R=1{,}1$. Эта координатная система тесно связана с системой B — L; обе они характеризуются одной и той же степенью точности. R—λ-координаты иногда в какой-то мере менее удобны для представления данных, чем координаты B—L, так как они дают больший разброс данных вблизи магнитного экватора. Связь между координатами B—L и R—λ показана на рис. 2.11.

Подставляя в уравнение (2.130) $R=1$, получаем особую магнитную широту, называемую инвариантной широтой Λ. Согласно уравнению (2.130) $\cos^2\Lambda=1/L$. Инвариантная широта Λ, однозначно связанная с L, в настоящее время часто используется при рассмотрении процессов, происходящих вблизи поверхности Земли, таких, как полярные сияния и высыпание частиц. Использование

координаты Λ вместо магнитной широты диполя дает определенные преимущества. Инвариантная широта Λ определяется для значения координаты $R = 1$, которое в действительности не соответствует поверхности Земли. Однако изменение магнитной широты при изменении R от 1 до $1R_E = (0{,}9 \div 1{,}1)$ столь мало, что оно обычно оказывается несущественным.

Как отмечалось ранее, Кейптаунская магнитная аномалия не очень хорошо проявляется на карте магнитного поля у поверхности Земли, но если нанести на карту величину $\Delta R = R_E - R$, где R определяется соотношениями (2.130), (2.131), то обнаруживается четко выраженный провал. Карта значений ΔR у поверхности Земли показана на рис. 2.12.

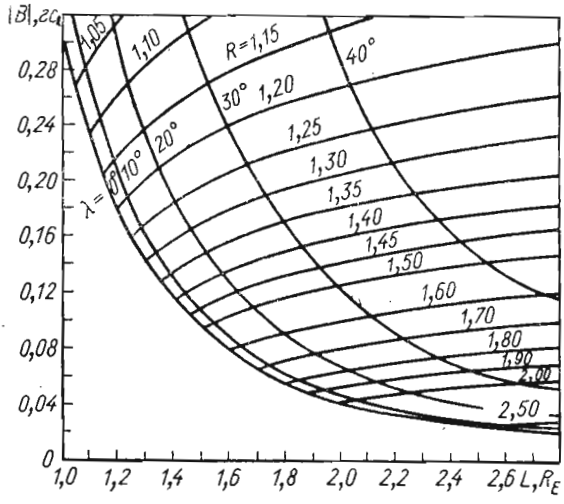


Рис. 2.11. Номограмма преобразования полярных координат R—λ в координаты B—L по формулам (2.130) и (2.131). В данном случае R эквивалентно геоцентрическому расстоянию r, L — геоцентрическому расстоянию в экваториальной плоскости r_E; M эквивалентно дипольному моменту Земли M_E.

При использовании B—L-координат следует соблюдать некоторую осторожность. Параметр L в действительности не постоянен вдоль силовой линии, так что частицы, первоначально находившиеся на некоторой долготе на одной и той же силовой линии, но имеющие различные питч-углы, могут, попав на другую долготу, оказаться на разных, хотя и близких, силовых линиях [27, 29]. Причина такого дрейфа частиц с некоторой одной силовой линии на различные силовые линии при других долготах имеет фундаментальный характер.

Интегральный инвариант I определяется зеркальной точкой и, следовательно, существует только для частиц, отражающихся в точке наблюдения. Если измерительный прибор является всенаправленным, то регистрируемый поток содержит не только частицы, отражающиеся в точке наблюдения, но и другие частицы, отражающиеся ниже. Всенаправленный поток имеет частицы с различными значениями I, но мы рассматриваем их как единое целое и приписываем их инварианту значения I. Поэтому неудивительно, что они разделяются и переходят на различные силовые линии на других долготах. Для них нет никакого основания в процессе дрейфа оставаться вместе. А если это так, то оболочка силовых линий, определенная некоторым значением L (L однозначно связано с I), может лишь приближенно описывать положение частиц, первоначально находившихся на одной силовой линии.

Точное представление можно получить, анализируя данные по регистрации частиц в выделенном направлении. На график можно нанести плотность зеркальных точек M или перпендикулярный поток $j_\perp$ в пространстве I^m —B или B—L^m, где I^m и L^m — значения I и L для частиц, отражающихся только в одной точке. Такая система координат лишена той принципиальной некорректности, которая присуща системам I—B или B—L, использующим данные всенаправленной регистрации. В новой системе координат единое представление данных для разных долгот осуществляется точно. Набор идентичных значений L^m для различных значений B не дает точно одну силовую линию, но здесь, разумеется, нет никакого противоречия.

Ценность координатной системы B—L в том, что ее можно наглядно представить в терминах дипольного приближения для поля, и еще в том, что она обеспечивает достаточно точное комбинирование данных всенаправленных изме-

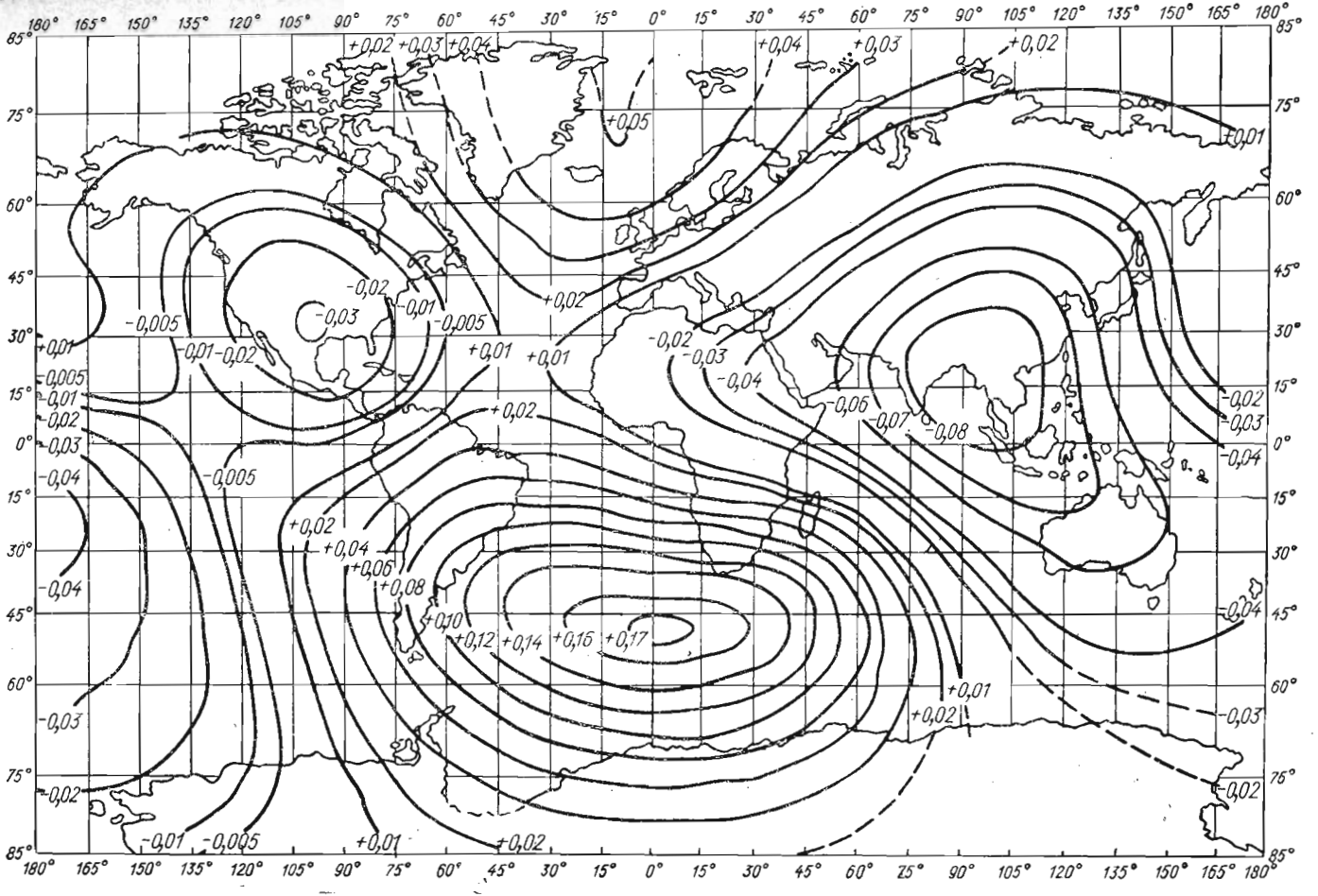


Рис. 2.12. Расчетные графики линий постоянных значений ΔR на поверхности Земли.

рений для целей современного эксперимента. Она позволяет абсолютно точно представлять данные направленных измерений. Привлекательность использования параметра L состоит в том, что L не сильно меняется для различных точек отражения на одной и той же силовой линии, так что расщепление оболочки (дрейф на разные силовые линии при изменении долготы) оказывается совсем незначительным. Мак-Илвейн показал [27], что для внутренней части геомагнитного поля ($L < 5$)L постоянно вдоль силовых линий с точностью около 1%.

Привязка данных к силовым линиям часто оказывается очень полезной, потому что некоторые процессы, такие, например, как кулоновское рассеяние, стремятся перераспределить частицы вдоль силовой линии, несильно перемешивая частицы, находящиеся на соседних линиях.

Координаты α—β. Нортроп ввел систему криволинейных координат [2]: два параметра α и β, которые определяют силовую линию и, следовательно, остаются постоянными вдоль нее. Эти параметры выбираются таким образом, что векторный потенциал определяется выражением $\mathbf{A} = \alpha \bigtriangledown \beta$, а напряженность поля $\mathbf{B} = \bigtriangledown \alpha \times \bigtriangledown \beta$. Для поля диполя $\beta = \varphi$, т. е. β — магнитная долгота, а

$$\alpha = M \sin^2 \theta / r = M / r_0,$$

где r_0 — экваториальное расстояние силовой линии, а M — дипольный момент.

Координаты α—β удобны потому, что они канонические. В результате этого уравнение Фоккера—Планка можно легко написать, не заботясь об якобиане. Рассматриваемую систему координат использовали при исследовании двумерной диффузии во внешнем радиационном поясе (см. гл. 6).

Проблемы, связанные с координатными системами. Наиболее широко распространена в настоящее время B—L-система координат. Известно, что этой системе в принципе присуща неточность по L порядка 1%, проявляющаяся при систематизации данных вненаправленных измерений по долготе. Поэтому могут понадобиться другие системы с повышенной точностью. Потребность в модификации этой координатной системы возникает сейчас еще и по другим причинам.

1. *Вариации по долготе.* Известно, что для электронов на низких высотах наблюдаются вариации потока в B—L-кольце при изменении долготы [30]. Вариации связаны с тем, что менее чем за один оборот вокруг Земли траектории частиц существенным образом изменяются. Следовательно, данные, относящиеся к разным долготам, нельзя представить в виде единого набора. Обрабатывая данные, относящиеся к разным долготам, мы неявно предполагаем, что частицы живут достаточно долго и в процессе дрейфа совершают много оборотов. Когда электроны, дрейфуя в восточном направлении, снижаются в районе бразильской аномалии, частицы, достигшие низких высот, погибают. По мере того как оставшиеся частицы поднимаются к восточной границе аномалии в вакантную область, которая только что опустошилась, рассеиваются новые частицы. Вариации потока в зависимости от долготы, связанные с аномалией, получили название «эффекта стеклоочистителя». Такие вариации величины $J(B, L)$ с долготой наблюдались на запущенном на небольшие высоты спутнике [30] (см. гл. 5).

2. *Вариации в зависимости от местного времени.* Магнитное поле Земли искажено солнечным ветром, как показано на рис. 7.2. В результате этого при больших значениях L наблюдается асимметрия поля, которая зависит от местного времени. Известно, что локализация контуров потока меняется в зависимости от местного времени. Этот эффект иллюстрируется рис. 6.26, на котором представлены данные, полученные с помощью «Эксплорера-14». Для $L > 6$ требуется новое определение параметра L, учитывающее эффекты, связанные с местным временем и интенсивностью солнечного ветра.

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Имеется три эквивалентных способа описания пространственного распределения захваченных частиц. Предполагая, что частицы в процессе движения остаются на одной и той же L-оболочке, можно ограничиться рассмотрением частиц, находящихся одновременно на одной силовой линии.

Экваториальное питч-угловое распределение. Полное описание распределения потока вдоль силовой линии можно получить, задав угловое распределение потока частиц у экватора. Измеряя экваториальное питч-угловое распределение $j_0(\alpha_0)$, можно полностью определить поток во всех точках данной силовой линии. Это верно лишь в том случае, если распределение измеряется на экваторе. Измерения вдали от экватора ничего не говорят о том, сколько частиц имеют большой экваториальный питч-угол и отражаются в точках, лежащих ближе к экватору, чем точка измерения.

Распределение плотности зеркальных точек. Если $M(\lambda)$ — число отражающихся частиц на единицу объема вдоль некоторой силовой линии, то знание $M(\lambda)$ вдоль силовой линии обеспечивает эквивалентное полное описание пространственного распределения частиц. Величину $M(\lambda)$ нельзя измерить непосредственно, но ее можно определить из экваториального питч-углового распределения или из измерений перпендикулярного потока $j_\perp(B)$. Перпендикулярный поток $j_\perp(B)$ представляет собой число частиц на 1 *см*^{2} за 1 *сек* в стерадиан, отражающихся в точке наблюдения. Его можно измерять непосредственно.

Число частиц, отражающихся в объеме $dA'dl'$, равно $MdA'dl'$. Здесь dA' — элемент площади силовой трубки; dl' — элемент длины, измеряемый вдоль силовой линии. Каждая из этих частиц проводит время $dt = dl/v_\parallel$ в объеме $dAdl$ у экватора при каждом прохождении от одной зеркальной точки к другой. Постоянно в выделенной экваториальной ячейке находится $2dt/\tau_B$ от общего числа частиц, отражающихся от одного конца силовой трубки. В таком случае связь между величинами M и j_0 определяются соотношением

$$MdA'\,dl'\left(\frac{2dl}{v_\parallel\,\tau_B}\right) = 2\left(\frac{j_0}{v}\right) dA\,dl\,2\pi\sin\alpha_0\,d\alpha_0. \tag{2.132}$$

Связь между $d\alpha_0$ и dl' можно получить из выражения

$$\frac{d\alpha_0}{dl'} = \frac{d\alpha_0}{d\lambda}\cdot\frac{d\lambda}{dl'}. \tag{2.133}$$

Производную $d\alpha_0/d\lambda$ определяем из уравнения (2.15), после чего из формулы (2.57) находим

$$2\sin\alpha_0\cos\alpha_0\,\frac{d\alpha_0}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda}\left(\frac{B_0}{B_m}\right) = \frac{3\cos^5\lambda\sin\lambda\,(3+5\sin^2\lambda)}{(1+3\sin^2\lambda)^{3/2}}. \tag{2.134}$$

Из уравнения (2.56а) определяем

$$\frac{d\lambda}{dl'} = \frac{1}{r_0\cos\lambda\sqrt{1+3\sin^2\lambda}}. \tag{2.135}$$

Из уравнения (2.133) с учетом (2.134) и (2.135) получаем

$$\frac{d\alpha_0}{dl'} = \frac{3}{2r_0\sin\alpha_0\cos\alpha_0}\cdot\frac{\cos^4\lambda\sin\lambda\,(3+5\sin^2\lambda)}{(1+3\sin^2\lambda)^2}. \tag{2.136}$$

Используя соотношение

$$d\Phi = B_m\,dA' = B_0\,dA, \tag{2.137}$$

а также уравнения (2.57) и (2.132), определяем плотность точек отражения:

$$M(\lambda) = \frac{3\pi\tau_B\,j_0(\alpha_0)}{r_0}\cdot\frac{\sin\lambda\,(3+5\sin^2\lambda)}{\cos^2\lambda\,(1+3\sin^2\lambda)^{3/2}}. \tag{2.138}$$

Теперь из уравнений (2.25), (2.69) и (2.138) находим связь между плотностью точек отражения и перпендикулярным потоком:

$$j_{\perp}(\lambda) = \frac{M(\lambda)\, v}{3\pi\,(1{,}3 - 0{,}56 \sin\alpha_0)} \cdot \frac{\cos^2\lambda\,(1+3\sin^2\lambda)^{3/2}}{\sin\lambda\,(3+5\sin^2\lambda)}. \qquad (2.139)$$

Следует отметить, что зависимость, связывающая величины M, j и v, не так проста. На экваторе $M = 0$, но $j \neq 0$.

Распределение всенаправленного потока вдоль силовой линии. Если известен всенаправленный поток частиц $\mathcal{J}(\lambda)$ во всех точках силовой линии, то тем самым полностью описано поведение частиц на этой силовой линии. Несмотря на то, что $\mathcal{J}(\lambda)$ представляет собой лишь всенаправленный поток, он однозначно определяет угловое распределение частиц во всех точках силовой линии. Связь питч-углового распределения в точке измерения с всенаправленным потоком определяется следующей формулой:

$$\mathcal{J}(\lambda) = 2\int_0^{\pi/2} j_{\lambda}(\alpha_{\lambda})\, 2\pi \sin\alpha_{\lambda}\, d\alpha_{\lambda}. \qquad (2.140)$$

Множитель 2 здесь учитывает, что частицы движутся вдоль силовой линии в обоих направлениях. Согласно теореме Лиувилля

$$j_0(\alpha_0) = j_{\lambda}(\alpha_{\lambda}), \qquad (2.141)$$

где α_0 и α_{λ} связаны формулой магнитного зеркала (2.14). Дифференцируя ее, получаем

$$\sin\alpha_0 \cos\alpha_0\, d\alpha_0 = \frac{B_{\lambda}}{B_0} \sin\alpha_{\lambda} \cos\alpha_{\lambda}\, d\alpha_{\lambda}. \qquad (2.142)$$

Совместно с формулой (2.14) это дает

$$\sin\alpha_{\lambda}\, d\alpha_{\lambda} = \frac{B_{\lambda}}{B_0} \cdot \frac{\sin\alpha_0 \sqrt{1-\sin^2\alpha_0}\, d\alpha_0}{\sqrt{1-(B_{\lambda}/B_0)\sin^2\alpha_0}}. \qquad (2.143)$$

После соответствующих подстановок и изменений пределов интегрирования получаем уравнение, связывающее экваториальное питч-угловое распределение j_0 и всенаправленный поток:

$$\mathcal{J}(\lambda) = \frac{4\pi B_{\lambda}}{B_0} \int_0^{\arcsin\sqrt{B_0/B_{\lambda}}} j_0(\alpha_0)\, \frac{\sin\alpha_0 \sqrt{1-\sin^2\alpha_0}\, d\alpha_0}{\sqrt{1-(B_{\lambda}/B_0)\sin^2\alpha_0}}. \qquad (2.144)$$

Из этого соотношения видно, что, зная j_0, легко получить $\mathcal{J}(\lambda)$; обратное преобразование не так просто. С помощью техники обращения матриц автору удалось разработать итерационную процедуру для ЭВМ, позволяющую восстанавливать j_0 по известному виду $\mathcal{J}(\lambda)$.

Интегрируя соотношение (2.132), можно также найти связь $\mathcal{J}(\lambda)$ с плотностью зеркальных точек $M(\lambda)$:

$$\mathcal{J}(\lambda) = 2\int j(\lambda)\, 2\pi \sin\alpha d\alpha = \int \frac{2M(\lambda)}{\tau_B} \cdot \frac{dA'}{dA} \cdot \frac{dl'}{\cos\alpha}. \qquad (2.145)$$

Используя уравнения (2.135), (2.57) и соотношение $\cos\alpha = \sqrt{1 - B/B_m}$, получаем

$$\mathcal{J}(\lambda) = 2 r_0 B_{\lambda} \int_{\lambda}^{\lambda_0} \frac{M(\lambda')}{\tau_B} \cdot \frac{\cos^7\lambda'\, d\lambda'}{\left(1 - \dfrac{B_{\lambda}\cos^6\lambda'}{B_0\sqrt{1+3\sin^2\lambda'}}\right)^{1/2}}. \qquad (2.146)$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Альвен Х. Космическая электродинамика. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1952.
2. Нортроп Т. Адиабатическая теория движения заряженных частиц. Перев. с англ. М., Атомиздат, 1967.
3. Hamlin D. A. et al. J. Geophys. Res., **66**, 1 (1961).
4. Lew J. A. J. Geophys. Res., **66**, 2681 (1961).
5. Gold T. J. Geophys. Res., **64**, 1219 (1959).
6. Rosenbluth M. N., Longmire C. L. Ann. Phys., **1**, 120 (1957).
7. Fermi E. J. Astrophys., **119** 1 (1954).
   Fermi E. Phys. Rev., **75**, 1169 (1949).
8. Finch H. F., Leaton B. E. Mon. Not. Roy. Astron. Soc. (Geophys. Sup.), **7**, 314 (1957).
9. Jensen D. C., Cain J. C. J. Geophys. Res., **67**, 3568 (1962).
10. Chapman S., Bartels J. Geomagnetism, Clarendon Press, Oxford, 1940.
11. Fan C. Y. et al. J. Geophys. Res., **66**, 2607 (1961).
12. Beard D. B. Rev. Geophys., **2**, 335 (1964).
13. Mead G. D. J. Geophys. Res., **69**, 1181 (1964).
14. Джексон Дж. Классическая электродинамика. Перев. с англ. М., «Мир», 1965.
15. Swann W. F. Phys. Rev., **44**, 224 (1933).
16. Katz L., Smart D. Space Res., **4**, 646 (1964).
17. Born M. The Mechanics of the Atom (translat.). Ungar, 1960.
18. Chandrasekhar C. Plasma Physics. U. of Chicago Press, 1960.
19. Нортроп Т., Теллер Э. В сб. «Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли». Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1962, стр. 99.
20. Kruskal M. The Theory of Neutral Ionized Gases. Wiley, 1960.
21. Mozer F. S. J. Geophys. Res., **71**, 2701 (1966).
22. Dragt A. J. Rev. Geophys. **3**, 255—298 (1965).
23. Mozer F. S. Space Res., **6** (1966).
24. Чепмен С., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
25. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. Перев. с англ. М., «Мир», 1965.
26. Каулинг Т. Магнитная гидродинамика. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1959.
27. Мак-Илвейн К. Е. В сб. «Операция «Морская звезда». М., Атомиздат, 1964. стр. 261.
28. Ван Аллен Дж. А. и др. В сб. «Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли». Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1962, стр. 26.
29. Stone E. C. J. Geophys. Res., **68**, 4157 (1963).
30. Imhof W. L., Smith R. V. J. Geophys. Res., **70**, 569 (1965).
31. Frank L. A. et al. J. Geophys. Res., **68**, 3543 (1963).
32. Lenchek A. M. et al. J. Geophys. Res., **66**, 4027 (1961).
33. Ness N. F. Science, **151**, 1041 (1966).

ГЛАВА 3

ИСТОЧНИКИ ЧАСТИЦ И МЕХАНИЗМЫ ИХ ПОТЕРЬ

ИСТОЧНИКИ

Перечислим все естественные источники частиц, которые могут быть ответственными за заселение радиационных поясов, а затем посмотрим, какие из них могут оказаться важными. В последующих главах мы будем строить различные модели радиационного пояса, используя некоторые из этих источников, а также механизмы потерь, которые будут описаны позднее. Потенциальными источниками частиц являются: а) космические лучи; б) μ-мезоны; в) нейтроны; г) солнечные нейтроны; д) солнечный ветер; е) солнечные протоны; ж) тепловые электроны и протоны экзосферы; з) нейтральный водород солнечного ветра.

Все эти частицы в тот или иной момент присутствуют в области захваченной радиации. Как легко показать, некоторые из перечисленных источников не играют важной роли.

Космические лучи. На Землю регулярно приходят потоки галактических космических лучей интенсивностью около двух частиц на 1 *см*^{2} в 1 *сек*. Одна из возможных гипотез происхождения радиационных поясов, которая рассматривалась на самом раннем этапе исследований, сводится к тому, что радиационные пояса состоят из квазизахваченных частиц [1], т. е. из частиц, находящихся на некоторых особых штермеровских орбитах; такие частицы могут оставаться вблизи Земли в течение длительного времени, а затем начинают удаляться от Земли и окончательно покидают ее. Оценки интенсивности захваченной радиации, которая могла бы создаваться таким образом, привели к очень малому эффекту. Лишь весьма небольшое число частиц имеет специальным образом навивающиеся штермеровские орбиты. Для создания потоков высокоэнергичных протонов радиационного пояса требуется источник, превышающий по своей интенсивности галактические космические лучи в 10^4 и более раз. Такого увеличения интенсивности из-за квазизахвата нигде не наблюдается. Кроме того, квазизахваченные протоны имели бы энергию в диапазоне нескольких гигаэлектронвольт, т. е. намного бо́льшую, чем наблюдаемые протоны радиационного пояса.

Важной концепцией для понимания ограничений при выборе возможных источников радиации является теорема Лиувилля (см. гл. 2), которая утверждает, что плотность частиц в фазовом пространстве остается постоянной вдоль динамической траектории. Из этой теоремы, в частности, следует, что если частица попадает извне в магнитное поле, то она выйдет из него, если не подвергнется в нем воздействию, меняющему ее поведение. Это обстоятельство налагает жесткие ограничения на возможные источники радиационного пояса. Следует рассматривать источники, инжектирующие частицы в поле таким образом, что они не могут свободно из него выйти. Рассеяние и распад являются процессами, способными создавать захваченные частицы.

Космические лучи могут создавать захваченные частицы при взаимодействии с очень разреженной атмосферой на очень больших высотах при рассеянии в область удержания. Если плотность атмосферы составляет 10^5 атомов на 1 *см*^{3} по кислороду, а сечение образования заряженных частиц высокой энергии порядка $0{,}2 \times 10^{-24}$ *см*^{2}, то мощность источника рассеянных протонов

$$S = [2\ \textit{протон}/(\textit{см}^2 \cdot \textit{сек})] \cdot (10^5\ \textit{атом}/\textit{см}^3) \cdot (0{,}2 \cdot 10^{-24}\ \textit{см}^2/\textit{атом}) = 4 \cdot 10^{-20}\ \textit{протон}/(\textit{см}^3 \cdot \textit{сек}). \quad (3.1)$$

Это также пренебрежимо малая величина по сравнению с мощностью некоторых источников.

Другим возможным источником частиц пояса являются восходящие протоны альбедо, создаваемые при взаимодействии космических лучей высоких энергий с атмосферой. Известно, что для отражения на противоположном конце силовой линии, частица должна вернуться на высоты, соответствующие точке ее рождения, или даже ниже. Частицы создаются на высотах порядка 100 *км*. Следовательно, они должны много раз пройти через достаточно плотные слои атмосферы, и поэтому они быстро потеряются, так что рассматриваемый источник вносит несущественный вклад в заселение радиационного пояса.

μ-Мезоны. При столкновениях космических лучей высоких энергий образуются π-мезоны. Последние распадаются с периодом полураспада около 10^{-8} *сек* и создают μ-мезоны, которые, в свою очередь, распадаются за $2 \cdot 10^{-6}$ *сек* и образуют электроны с энергией вплоть до 50 *Мэв*. Если распад происходит на достаточно больших высотах, электроны могут оказаться захваченными. Чтобы пройти путь в 1000 *км*, μ-мезон должен прожить 0,003 *сек*. Даже если он существует в течение пяти периодов полураспада, или 10^{-5} *сек*, то для того чтобы он прошел такое расстояние, его релятивистский γ-фактор, ответственный за изменение масштаба времени, должен составлять $\gamma = 0{,}003/10^{-5} = 300$. Таким образом, его энергия должна быть порядка 300×106 *Мэв* = 30 *Гэв*. Имеется очень мало μ-мезонов с такой энергией, движущихся из атмосферы вверх, так что должно быть очень мало электронов высоких энергий, образованных на достаточно больших высотах, чтобы они оставались захваченными в течение длительного времени, и поэтому таким источником также следует пренебречь.

Нейтроны. Нейтроны создаются при столкновении протонов космических лучей с ядрами кислорода и азота, имеющимися в атмосфере (рис. 3.1). Протон космического происхождения с энергией 5 *Гэв* создает в атмосфере около семи нейтронов. Приблизительно 10% созданных таким образом нейтронов диффундируют во внешнее пространство; эта утечка нейтронов из атмосферы составляет около 0,2 нейтрона на 1 $см^2$ в 1 *сек* у экватора и около 2 нейтронов на 1 $см^2$ в 1 *сек* у полюса.

Нейтронные потоки в околоземном пространстве были измерены на небольших высотах [2], результаты измерений с точностью до множителя 2 совпали с лучшими теоретическими расчетами [3]. Количество нейтронов, приходящих на Землю от Солнца или из более удаленных областей космоса, мало́, поскольку свободные нейтроны радиоактивны и имеют период полураспада всего 1000 *сек*. Распад происходит по схеме $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$. Образующийся при распаде антинейтрино для нас сейчас не представляет интереса, протон же и электрон могут играть важную роль в формировании радиационного пояса.

Установим, сколько нейтронов и каких энергий распадается в различных точках пространства с образованием протонов и электронов. Для этого необходимо знать энергетический спектр нейтронов $\mathcal{J}_n(E)$ в пространстве для всех радиусов R и широт λ. Такие расчеты можно выполнить [4], если известен энергетический спектр нейтронов внутри атмосферы [5]; результаты расчетов представлены на рис. 3.2.

Энергетический спектр нейтронов внутри атмосферы Земли сравнительно хорошо измерен начиная от тепловых энергий вплоть до нескольких сот мегаэлектронвольт. Экстраполяции потока и спектра нейтронов к границе атмосферы и определение потока и спектра утечки производили с помощью расчетов многогрупповой диффузии. Энергетический спектр нейтронов утечки до сих пор еще не измерен. Нейтронный поток уменьшается с увеличением высоты. Прежде всего это относится к нейтронам малых энергий. Нейтроны с энергией ниже 2/3 *эв* захватываются гравитационным полем Земли, так что, по существу, все они распадаются в пространстве вблизи Земли, в то время как из общего числа нейтронов с энергией 1 *Мэв* лишь около 1% распадаются достаточно близ-

ко от Земли и могут образовать захваченные частицы. Плотность распадающихся нейтронов определяется следующим образом:

$$\frac{dn}{dV}(E, R, \lambda) = \frac{1}{\gamma v_n \tau_n} \mathcal{J}_n(E, R, \lambda), \tag{3.2}$$

где v_n — скорость нейтрона; τ_n — период полураспада нейтрона; γ — релятивистский множитель, $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$.

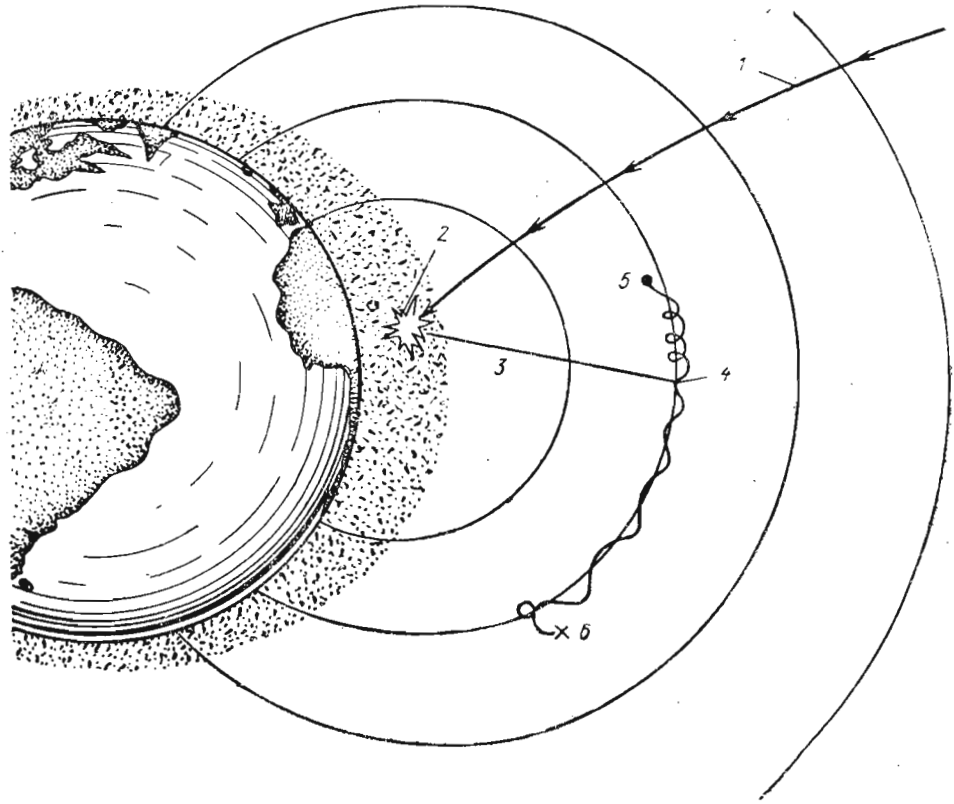


Рис. 3.1. Модель образования внутренней зоны радиации при распаде нейтронов альбедо космических лучей. Протоны галактических космических лучей (*1*) испытывают столкновения в атмосфере (*2*) и рождают нейтроны (*3*), которые, выходя из атмосферы, распадаются (*4*) и создают, в свою очередь, захваченные электроны (*5*) и протоны (*6*).

Электроны, образованные при нейтронном распаде, имеют характерный для β-распада спектр (рис. 3.3). Энергия электронов не должна существенно зависеть от кинетической энергии нейтрона. Для того чтобы показать это, рассмотрим нейтрон с энергией 10 *Мэв*, скорость которого равна приблизительно 4×10^9 *см/сек*. Если в результате распада нейтрона образовался электрон с энергией 300 *кэв*, то скорость такого электрона составляет около $2 \cdot 10^{10}$ *см/сек*. Если скорость нейтрона сложить по релятивистским формулам со скоростью электрона, то она изменится не более чем на 10%. Почти все нейтроны имеют энергии менее 10 *Мэв*, так что влиянием собственного движения нейтронов на энергию электронов можно пренебречь. Следовательно, для нахождения полной мощности источника электронов S_e, заполняющего радиационный пояс благодаря распаду нейтронов, можно просто просуммировать по всем актам нейтронного распада:

$$S_e(R, \lambda) = \int \frac{dn}{dV}(E, R, \lambda)\, dE = \int \frac{1}{\gamma v_n \tau_n} \mathcal{J}_n(E, R, \lambda)\, dE. \tag{3.3}$$

Диаграмма интенсивности источника электронов изображена на рис. 3.4, из которого видно, что вблизи Земли из-за рассмотренного выше механизма образуется от 10^{-13} до 10^{-12} электронов в 1 *см*^{3} за 1 *сек*.

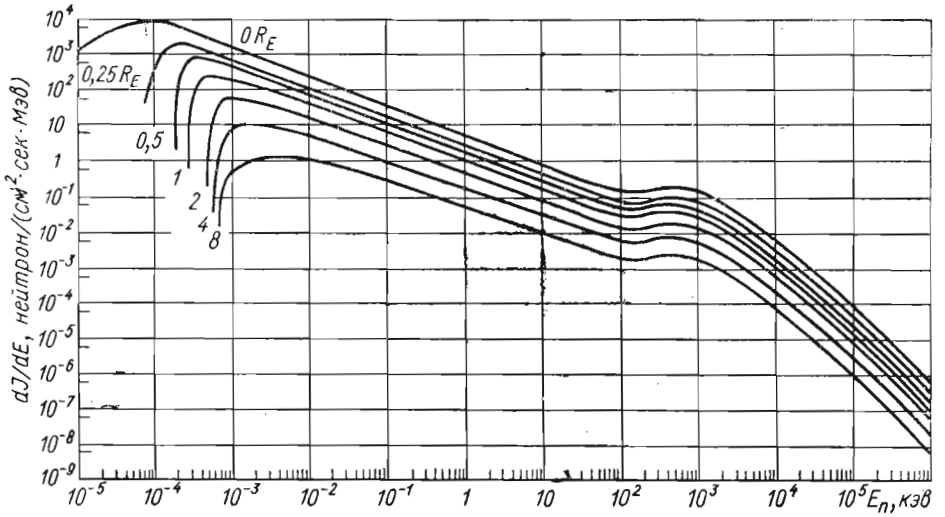


Рис. 3.2. Расчетный энергетический спектр нейтронов в космическом пространстве на различных расстояниях от Земли над геомагнитным экватором. Точка $0R_E$ соответствует вершине атмосферы, которая находится на высоте около 100 *км*.

Иная ситуация складывается при рассмотрении протонов, образованных в результате нейтронного распада. Кинетическая энергия протона весьма близка к кинетической энергии родительского нейтрона. Кинетическая энергия электрона, грубо говоря, создается вследствие разности масс нейтрона и протона. Энергия отдачи, передаваемая протону электроном, составляет лишь около 100 *эв*, так что, рассматривая протоны с энергией выше 10 *кэв*, можно с большой степенью точности считать, что энергия протона и направления его движения такие же, как и у родительского нейтрона. Вследствие этого энергетический спектр распада, начиная приблизительно с 10 *кэв*, совпадает с энергетическим спектром протонного источника:

$$S_p(E, R, \lambda) = \frac{dn}{dV}(E, R, \lambda). \qquad (3.4)$$

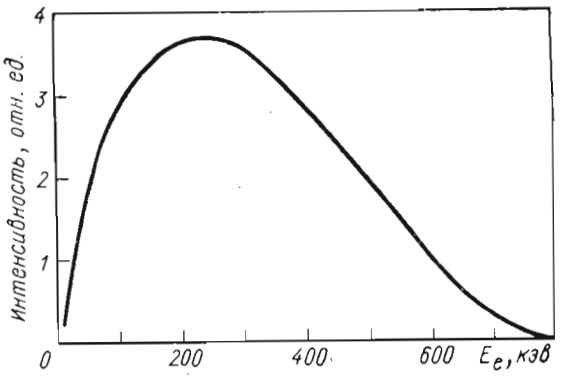


Рис. 3.3. Энергетический спектр электронов, образованных при β-распаде нейтронов. По оси ординат отложена плотность распада. Для того чтобы получить электронный поток, кривую нужно умножить на скорость электронов.

В околоземном пространстве создается около $6 \cdot 10^{-15}$ протонов в 1 *см*^{3} за 1 *сек* с энергией $E > 10$ *Мэв*. Мощность протонного источника вблизи Земли у экватора, определенная из рис. 3.2 [6], оказалась равной

$$S_p(E, R_e, 0) = \frac{0{,}8\,E^{-2,0}}{\gamma v_n \tau_n}. \qquad (3.5)$$

Итак, мы провели количественное рассмотрение механизма образования протонов и электронов радиационного пояса при нейтронном распаде. По-видимому, оба источника важны для внутренней зоны радиации.

Солнечные нейтроны. Лингенфельтер и др. [7] рассчитали поток нейтронов солнечного происхождения, приходящих на Землю. Эти нейтроны образуются благодаря протонам с энергией от 1 *Мэв* до 1 *Гэв*, которые ускоряются в солнечных вспышках. Предполагается, что половина таких протонов уходит вниз к фотосфере Солнца, взаимодействует с ядрами гелия, углерода, азота, кислорода и неона и порождает нейтроны. Для протонов с энергией ниже 10 *Мэв* около 2/3 нейтронов создается при испарении ядер. В области энергий выше 30 *Мэв* доминируют процессы выбивания. При еще бо́льших энергиях важную роль играет образование мезонов в реакциях типа (p, π^+, n). Для экспоненциального спектра жесткости протонов

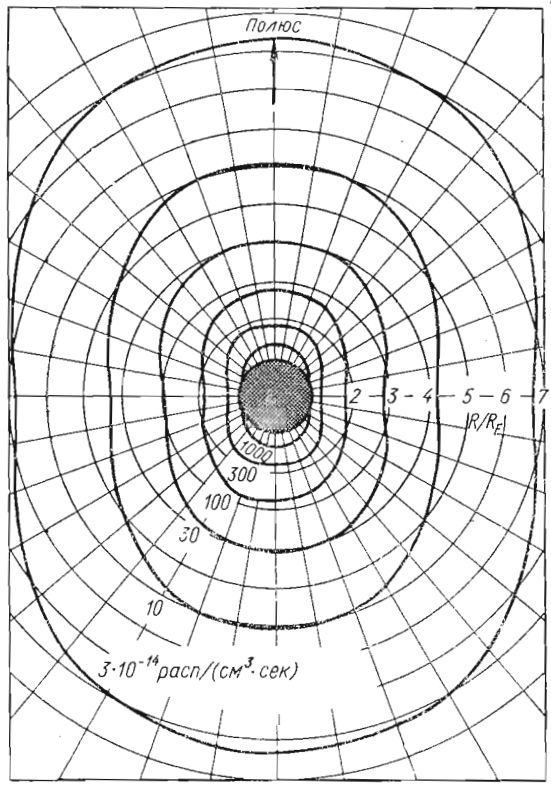


Рис. 3.4. График плотности нейтронного распада, проинтегрированной по всем энергиям нейтронов, для различных высот и различных значений магнитной широты [4].

$$N_p(P) = N_0 e^{-P/P_0}, \qquad (3.6)$$

где P_0 — характерная жесткость; π-реакция дает вклад 0,1, 7 и 37% для $P_0 = 60$, 125 и 200 *Мв/с* соответственно. Протон с энергией 50 *Мэв* создает около 10^{-3} нейтронов, при энергии 170 *Мэв* выход составляет 10^{-2} нейтрона на протон. Более 90% общего количества солнечных нейтронов связано с реакцией выбивания на водороде и гелии. Энергетический спектр нейтронов вблизи Земли, рассчитанный Лингенфельтером и др. [7] с учетом распада нейтронов на пути от Солнца к Земле, показан на рис. 3.5. Авторы установили, что для энергий выше 10 *Мэв* поток, усредненный по циклу солнечной активности, составляет $3 \cdot 10^{-3}$ нейтронов на 1 *см*^{2} за 1 *сек*. На расстояниях более $2R_E$ усредненный поток солнечных нейтронов с энергией $E_n > 30$ *Мэв* превышает нейтронный поток земного происхождения. Возможно, что некоторые аномалии, свойственные радиационным поясам, связаны с распадом солнечных нейтронов, образованных при сильных вспышках.

Для солнечной вспышки 12 ноября 1960 г. полный поток солнечных нейтронов, достигающих Земли, по расчетам, составил $7 \cdot 10^4$ нейтронов на 1 *см*^{2}. Даже для сильных вспышек энергетический спектр таких нейтронов достаточно мягкий, чтобы вызвать какие-либо заметные, поддающиеся измерению эффекты на уровне моря. До настоящего времени не проводилось никаких измерений в космосе в момент вспышек, и вопрос о существовании таких солнечных нейтронов остается открытым. Единственным действительно спорным моментом в описанных выше расчетах является допущение о движении протонов в сторону фотосферы. Высказывалось предположение, что протоны низких энергий, наблюдаемые снаружи магнитопаузы Земли, обязаны своим происхождением распаду солнечных нейтронов на их пути к Земле.

Солнечный ветер. В 1951 г. Бирман [8], изучая кометные хвосты (см. рис.1.8), пришел к заключению, что прямые ионизованные хвосты I типа не могут быть объяснены радиационным давлением (в противоположность искривленным неионизованным хвостам II типа). Он пришел к выводу, что Солнце должно испускать непрерывно и более или менее симметрично корпускулярное излучение. Кометные хвосты I типа отклоняются от направления на Солнце в пределах 3°. Отсюда Бирман нашел, что скорость корпускулярного излучения должна быть порядка 500 *км/сек*.

В 1957 г. Чепмен [9], изучая солнечную корону, установил, что на больших расстояниях от Солнца температура должна оставаться высокой, и тем самым подал Паркеру идею о том, что корона не обязательно должна находиться в гидростатическом равновесии, но может гидродинамически расширяться [10].

В настоящее время известно, что существует солнечное магнитное поле и расчеты следует проводить в рамках магнитной гидродинамики, но в связи с тем, что плотность энергии магнитного поля очень мала по сравнению с кинетической энергией разлетающихся частиц, полем можно пренебречь и расчеты проводить в гидродинамическом приближении. Рассматривая сферически симметричную корону, для силы, действующей на единичный объем, запишем [11]:

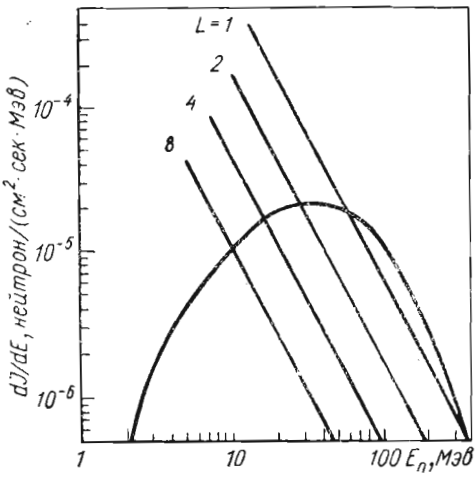


Рис. 3.5. Расчетный энергетический спектр нейтронов, приходящих на Землю от Солнца. Для сравнения показаны энергетические спектры нейтронов альбедо космических лучей для нескольких точек в плоскости экватора Земли.

$$-\frac{dp}{dr}-\frac{GM_\odot mn}{r^2}=nm\frac{dv}{dt}. \tag{3.7}$$

Для плазмы, содержащей одинаковое число электронов и протонов, в приближении идеального газа

$$p=2nkT. \tag{3.8}$$

Сделав замену

$$\frac{dv}{dt}=v\frac{dv}{dr}, \tag{3.9}$$

можно переписать уравнение (3.7) в виде

$$v\frac{dv}{dr}=-\frac{1}{nm}\cdot\frac{d}{dr}(2nkT)-\frac{GM_\odot}{r^2}. \tag{3.10}$$

Сохранение массы в радиальном потоке приводит к соотношению

$$nvr^2=n_0v_0a^2, \tag{3.11}$$

где n_0 и v_0 соответствуют некоторому уровню a, принятому за начало отсчета. Исключая n из уравнений (3.10) и (3.11), получаем

$$\left(v-\frac{2kT}{mv}\right)\frac{dv}{dr}=\frac{2kr^2}{m}\cdot\frac{d}{dr}\left(\frac{T}{r^2}\right)-\frac{GM_\odot}{r^2}. \tag{3.12}$$

В случае изотермической короны с температурой T_0 решение этого уравнения непосредственно дает [12]

$$\frac{mv^2}{2kT} - \ln \frac{mv^2}{2kT} = -3 + 4 \ln \frac{4kT_0}{GM_\odot m} + \frac{GM_\odot m}{kT_0}. \qquad (3.13)$$

Если $T_0 = 1 \cdot 10^6$ °К, то $v_0 = 0{,}7$ *км/сек* у основания короны, а потеря солнечной массы составляет примерно $10^{-4} M_\odot$ за 5 эр возраста Солнца. Согласно уравнению (3.13) скорость около Земли равна 500 *км/сек*, а плотность в районе Земли составляет 7 протонов в 1 *см*^{3}. На орбите Земли скорость меняется приблизительно как $v = 0{,}5 T_0^{1/2}$ *км/сек*, где T_0 — температура, ° К. Если скорость на расстоянии в 1 астрономическую единицу (*а.е.*) увеличивается до 700 *км/сек*, плотность должна возрасти до величины более 100 протонов в 1 *см*^{3} Земли. Наиболее правдоподобным решением уравнения (3.12) будет решение, соответствующее политропной зависимости $T(r)$:

$$T(r) = T_0 \left[\frac{n(r)}{n_0} \right]^{\alpha - 1}. \qquad (3.14)$$

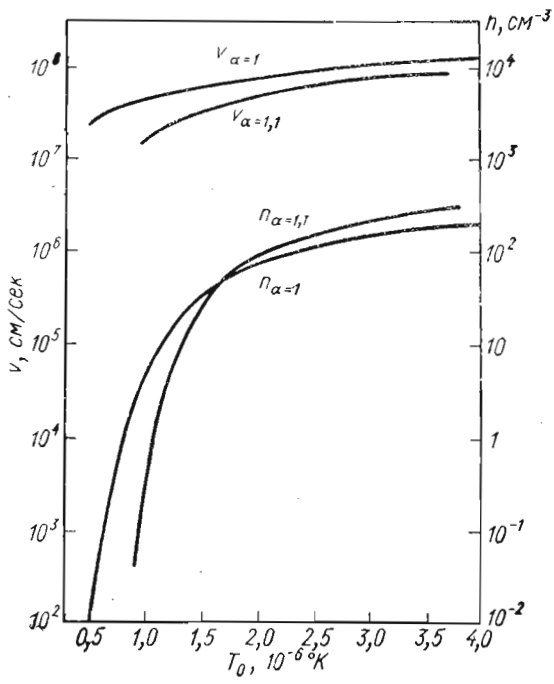


Рис. 3.6. Расчетные значения скорости и плотности солнечного ветра.

Решив уравнение (3.12) в предположении (3.14), Паркер обнаружил поведение, весьма аналогичное изотермическому случаю [12].

На рис. 3.6 представлены графики скорости и плотности солнечного ветра на расстоянии 1 *а.е.* для $\alpha = 1$ (изотермический случай) и $\alpha = 1{,}1$ при различных значениях температуры T_0 у основания короны. Плотность солнечного ветра нельзя рассчитать очень точно, если неизвестны параметры, такие, как α.

Чемберлен [13] также получил хорошие решения гидродинамических уравнений, среди которых имеются субзвуковые решения с солнечным бризом небольшой скорости, который, видимо, физически не реализуется. Межпланетные корабли-зонды собрали материал, удивительным образом подтвердивший идеи и расчеты Бирмана и Паркера. Сводка результатов измерений параметров солнечного ветра приводится в табл. 3.1 и 3.2.

Потоки межпланетной плазмы впервые были измерены К. И. Грингаузом на ракетах «Луна-2» и «Луна-3» [14]. Для измерений использовались ионные ловушки, представляющие собой тепловые детекторы, такие, что выше 10 *эв* можно было наблюдать только полный поток и нельзя было измерять энергию частиц и, следовательно, отличить слабый бриз [13] от солнечного ветра [12] или определить направление потока. Было установлено, что потоки составляют около 10^8 частиц на 1 *см*^{2} за 1 *сек*.

Измерения, проведенные на «Эксплорере-10» Бриджем и др. (Массачусетский технологический институт) с помощью цилиндра Фарадея, подтвердили данные, полученные на кораблях «Луна», и, кроме того, обнаружили четко выраженный ветер, распространяющийся приблизительно в направлении от Солнца со скоростью около 300 *км/сек* [15]. В действительности этот детектор никогда не регистрировал истинный межпланетный солнечный ветер. Он на-

Таблица 3.1

Эксперименты по исследованию плазмы межпланетного пространства [17]

Космический корабль	Дата запуска	Исполнитель	Измерительная аппаратура
«Луна-2»	12/IX 1959 г.	К. И. Грингауз, СССР	Трехсеточная сферическая ловушка постоянного тока;
«Луна-3»	4/X 1959 г.	К. И. Грингауз, СССР	интегральный спектр >10 *в*
«Венера-1»	12/II 1961 г.	К. И. Грингауз, СССР	То же
«Эксплорер-10»	25/III 1961 г.	Росси, МТИ*	Многосеточный цилиндр Фарадея переменного тока; модуляция $0—E_0$
«Маринер-2»	27/VIII 1962 г.	Снайдер, ЛРД**	Цилиндрический анализатор; электрометр
«Эксплорер-14»	2/X 1962 г.	Бадер, ЭСМА***	1/4-сферический анализатор; электрометр
«Марс-1»	1/XI 1962 г.	К. И. Грингауз, СССР	Многосеточный цилиндр Фарадея переменного тока; модуляция $E_0 \pm \Delta E$
ИМП-1	27/XI 1963 г.	Бридж, МТИ	То же
		Сербу, ЦУКП****	Цилиндр Фарадея постоянного тока с задержкой потенциала; интегральный спектр >200 *в*
«Вела-2»	17/VII 1964 г.	Вольфе, ЭСМА	Квадрупольный анализатор; электрометр
ОГО-1	5/IX 1964 г.	Стронг, Лос-Аламос	Полусферический анализатор; электронный умножитель
		Бридж, МТИ	Два многосеточных цилиндра Фарадея; электроны и ионы
		Вольфе, ЭСМА	Два квадрупольных анализатора; четыре цилиндрических анализатора с внешним отклонением
ИМП-2	4/X 1964г.	Бридж, МТИ	То же, что и у ИМП-1
		Сербу, ЦУКП	« « « «
		Вольфе, ЭСМА	« « « «
«Маринер-4»	28/XI 1964 г.	Бридж, МТИ	Многосеточный цилиндр Фарадея переменного тока; повышенная разрешающая способность по энергии
«Зонд-2»	30/XI 1964 г.	К. И. Грингауз, СССР	Многосеточный цилиндр Фарадея переменного тока; увеличенная площадь
«Вела-3»	20/VII 1965 г.	Стронг, Лос-Аламос	Полусферический анализатор; повышенная разрешающая способность по энергии
«Пионер-6»	16/XII 1965 г.	Бридж, МТИ	Многосеточный цилиндр Фарадея переменного тока; с внешними отклоняющими пластинами
		Вольфе, ЭСМА	8-коллекторный квадрупольный анализатор

* МТИ—Массачусетский технологический институт (MIT).
** ЛРД—Лаборатория реактивных двигателей (JPL).
*** ЭСМА—Экспериментальная станция министерства авиации (AMES).
**** ЦУКП—Центр по управлению космическими полетами (GSFC).

Таблица 3.2

Результаты исследования плазмы межпланетного пространства [17]

Космический корабль	Дата	Результаты
«Луна-2»	Сентябрь 1959 г.	Первые наблюдения межпланетной плазмы; $E > 10$ *эв*
«Венера-1»	Февраль 1961 г.	Наблюдение зависимости геомагнитной активности от плазменного потока
«Эксплорер-10»	Март 1961 г.	Хвост магнитосферы; измерения в переходном слое магнитосферы; первые наблюдения плазмы переходного слоя, наблюдения различных плазменных мод
«Маринер-2»	Август 1962 г.	Первые наблюдения межпланетной плазмы с помощью дифференциального плазменного зонда; зависимость K_p от скорости; пучковый характер; открытие α-частиц в солнечном ветре
«Эксплорер-14»	Октябрь 1962 г.	Первые наблюдения переднего фронта проходного слоя и ударной волны с помощью дифференциального плазменного зонда
«Марс-1»	Ноябрь 1962 г.	Подтверждение данных «Венеры-1»
«ИМП-1»	Ноябрь 1963 г.	Карта переходного слоя и ударной волны
«ИМП-2», «ОГО-1», «Вела-2»	Октябрь 1964 г.	Одновременные наблюдения обнаружили «однородный» переходный слой
«Вела-2»	Октябрь 1964 г.	Первые наблюдения на высоких широтах; обнаружение надтепловых электронов, связанных с переходным слоем
«Вела-3»	Июль 1965 г.	Наблюдения ионов плазмы очень низкой температуры
«Пионер-6»	Декабрь 1965 г.	Наблюдение нерадиального потока температурной анизотропии, третьего сорта ионов

ходился слишком близко к магнитосфере, где солнечный ветер претерпевал существенные возмущения на всем протяжении измерений. Спутники никогда не выходили за пределы магнитооболочки (см. рис. 7.7).

В последних измерениях солнечного ветра установлено следующее:

1) Четко выраженный ветер ($v = 300$—800 *км/сек*) существует постоянно.

2) Энергетический разброс ветра невелик по сравнению со средней энергией направленного движения ($\Delta E/E \sim 0{,}01$).

3) В ветре присутствуют протоны и ядра гелия.

4) Ветер очень «порывист» — за времена порядка нескольких часов возникают флюктуации энергии, разброса энергии и плотности.

Более полные измерения Нойгебаура и Снайдера [16] на «Маринере-2» в августе—декабре 1962 г., Вольфе и др. [17] и Бриджа и др. [18] на «ИМП-1» в конце 1963 г., Куна [19] и Стронга и др. [20] на нескольких спутниках «Вела» во второй половине 1964 г. дали весьма детальную картину солнечного ветра в период относительно низкой солнечной активности. В это время число солнечных пятен, по предварительным данным Цюрихского центра, было менее 100 и, как правило, даже меньше 50. Магнитная активность в основном могла быть связана с бурями в M-областях. Наблюдения на спутниках «Маринер-2» и «Вела» показали циклическую повторяемость характеристик солнечного ветра с периодом в 27 суток. Таким образом, солнечные потоки оказались тесно связанными с магнитными бурями в M-областях. Когда массовая скорость ветра была высока, магнитный индекс K_p достигал больших значений [21] (рис. 3.7). Указанные величины можно связать эмпирическим соотношением [21] v (*км/сек*) $= 8{,}4\ \Sigma K_p + 330$.

Во время полета «Маринера-2» [16] средняя массовая скорость ветра составляла 504 *км/сек*. На более позднем этапе солнечного цикла, во время полета «ИМП-1», средняя массовая скорость упала до 378 *км/сек* [17]. На протяжении указанных выше полетов скорость ветра менялась от величины, несколько меньшей 300 *км/сек*, до 800 *км/сек*. По-видимому, существует некая «основ-

ная» массовая скорость порядка 300 *км/сек*, которая сохраняется на протяжении значительных отрезков времени (рис. 3.8). На эту «основную скорость», соответствующую спокойному состоянию Солнца, накладываются частые бури, характеризуемые большими скоростями.

Измерения, проведенные на спутнике «Вела», показали, что солнечный ветер распространяется почти в радиальном направлении, но за интервалы

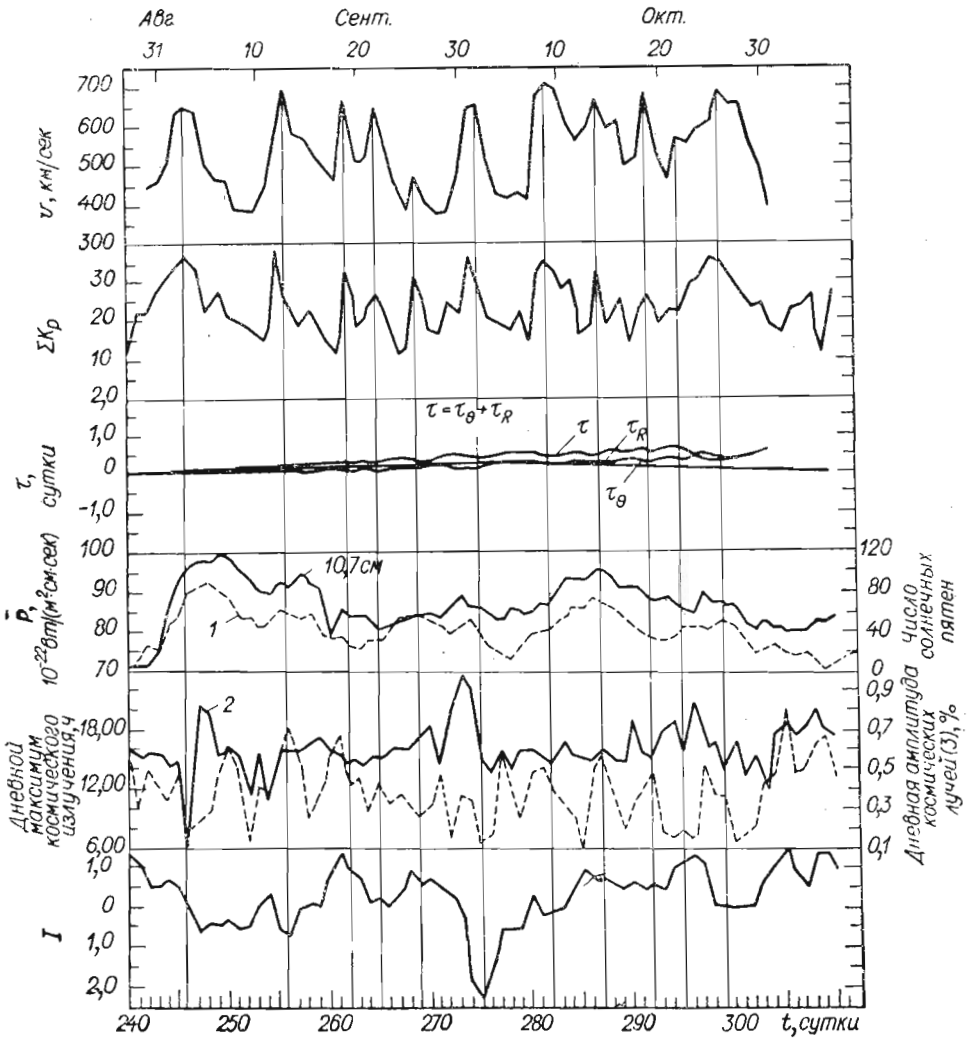


Рис. 3.7. Среднесуточная скорость солнечного ветра по измерениям с 28 августа по 6 ноября 1962 г. Одновременно приводятся графики для магнитного индекса ΣK_p; для ожидаемой временной задержки (угловой τ_θ; радиальной τ_R) плазменной активности по данным наземных наблюдений и измерений на спутниках; для условного числа солнечных пятен (*1*) по данным центра в Цюрихе и потока излучения Солнца P на длине волны 10,7 *см*; для времени дневного максимума (*2*) космических лучей и их среднесуточной интенсивности I по измерениям в Дип-Ривер.

времени порядка часа наблюдаются отклонения радиального потока на величину около 10°. Усреднение по интервалу времени в один год приводит к восточному (по отношению к Солнцу) отклонению величиной 1,5°. Вообще говоря, в солнечном ветре всегда присутствуют флюктуации скорости с периодом порядка нескольких минут. Согласно измерениям, выполненным на «Маринере-2» по пути к Венере на отрезке траектории в пределах от 1 до 0,7 *а.е.*, скорость ветра, как и следовало из гидродинамической теории, ме-

няется несущественно. За время прохождения указанного участка траектории плотность частиц, как и ожидалось, менялась приблизительно как R^{-2}. Вариации плотности ветра коррелировали с вариациями скорости. По данным «Маринера», плотность была низкой, когда скорость достигала большой величины (см. рис. 3.8). Этот результат не согласуется с теоретическими предсказаниями.

Температура солнечного ветра определялась по измерению ширины энергетического спектра (температура, соответствующая продольному движению)

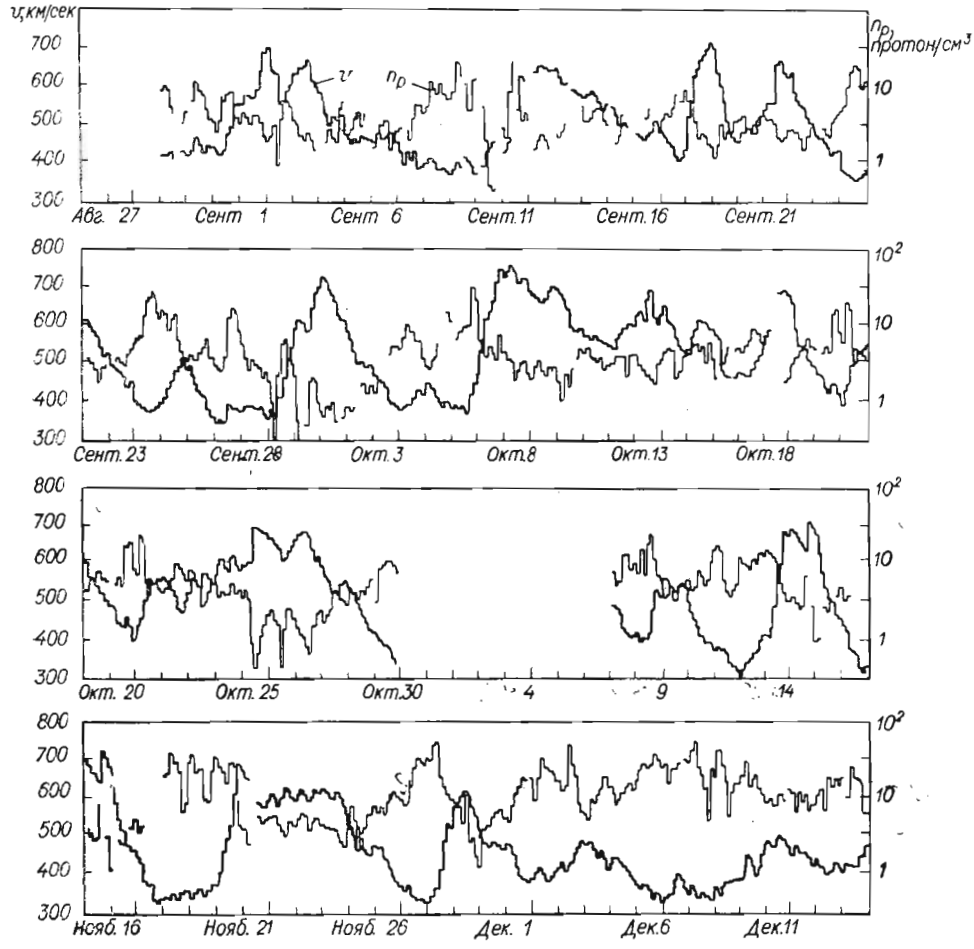


Рис. 3.8. Средняя скорость и плотность солнечного ветра во время полета «Маринера» [16].

и ширины углового распределения (температура, соответствующая поперечному движению). Обе температуры оказались по существу одинаковыми. Они укладывались в интервал от $6 \cdot 10^3$ до $9 \cdot 10^5$ °K. Средняя температура [16] по измерениям «Маринера-2» составляла $1{,}5 \cdot 10^5$ °K. Температура ветра поднимается с увеличением скорости [20, 22], причем обычно температура растет быстрее, чем скорость. Этот эффект иллюстрирует рис. 3.9, на котором приведены данные, полученные на «Маринере» [16]. Отношение тепловой энергии к энергии потока как целого $\frac{3}{2}\, kT / \frac{1}{2}\, nmv^2$ менялось от 0,005 до 0,11. Плотность тепловой энергии, которая составляет приблизительно 1% плотности энергии направленного движения, сравнима с плотностью энергии магнитного поля $B^2/8\pi$ в межпланетном пространстве. Это может указывать на наличие процесса установления равнораспределения.

Если часть потока солнечного ветра, движущаяся с большой скоростью, обгоняет медленный поток, то вследствие проскальзывания на поверхности раздела легко может возникнуть неустойчивость. Некоторые явления типа двухпучковой неустойчивости или неустойчивости Гельмгольца (см. гл. 7) в условиях, сопутствующих изменению скорости ветра, могут привести к повышению его температуры. Соннет и др. [23] установили, что в межпланетной среде

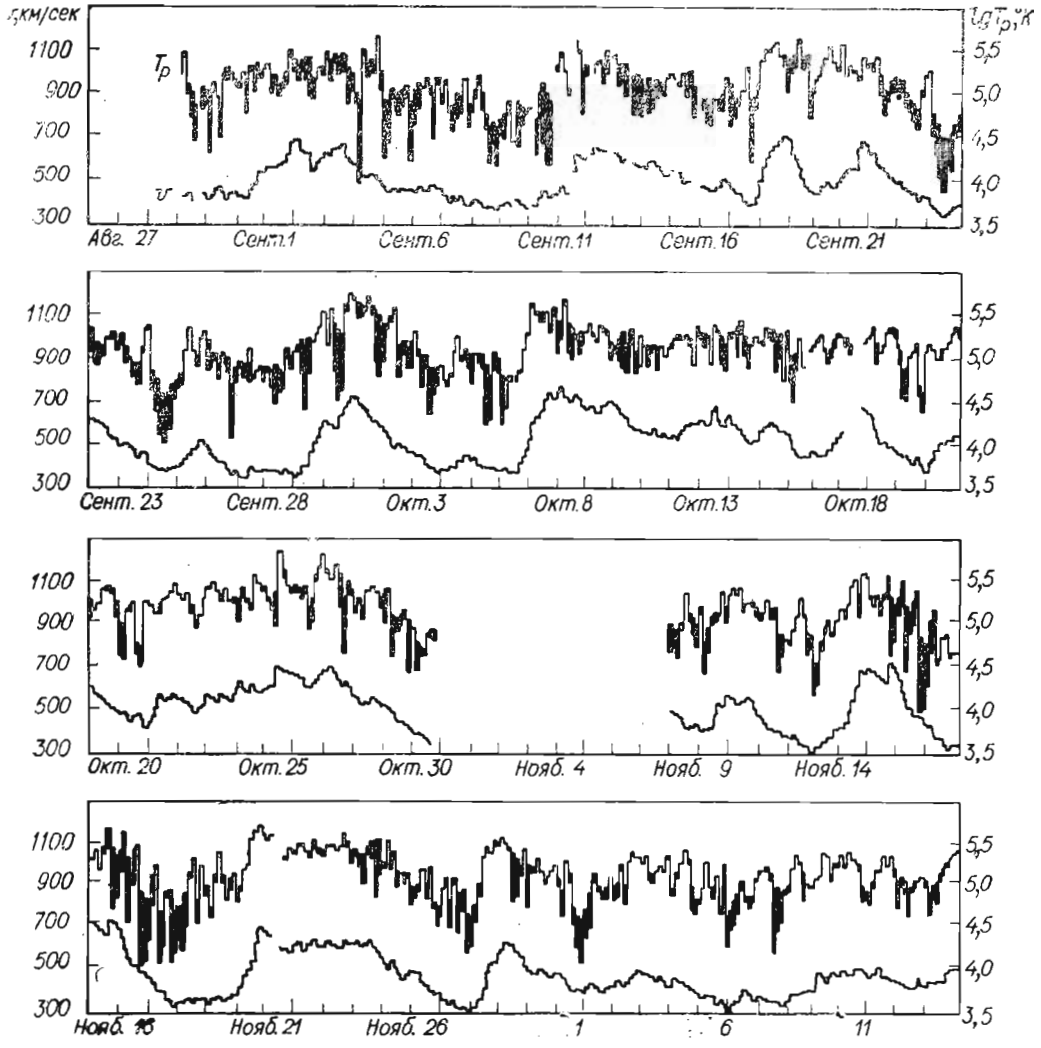


Рис. 3.9. Средняя скорость и температура солнечного ветра во время полета «Маринера».

существует бесстолкновительная ударная волна, которая, по всей видимости, обусловлена взаимодействием быстрых и медленных потоков солнечного ветра.

На рис. 3.10 изображены различные энергетические спектры, полученные с помощью «Маринера-2» [24, 25]. Спектры лишь в очень грубом приближении можно аппроксимировать максвелловским распределением, и, как правило, они имеют характерный «хвост» в области высоких энергий, что свидетельствует о существовании каких-то нетепловых процессов.

По виду энергетических спектров (см. рис. 3.10) можно установить, что в солнечном ветре наряду с протонами присутствуют ионы He^{++} или α-частицы. Появление двух максимумов на рис. 3.10, возможно, обусловлено суперпозицией спектра протонов с энергией 750 *эв* и спектра α-частиц с энергией 3 *кэв*, для которых отношение E/Q составляет 1500 *в*. По измерениям «Маринера-2»

относительное содержание α-частиц составляло n_α/n_p примерно 0,05 [16]. В тех случаях, когда удавалось достаточно надежно выделить спектр α-частиц, была обнаружена четко выраженная вариация отношения n_α/n_p в зависимости от скорости ветра. При малых скоростях доля α-частиц возрастала и достигала величины $n_\alpha/n_p \sim 0{,}5$.

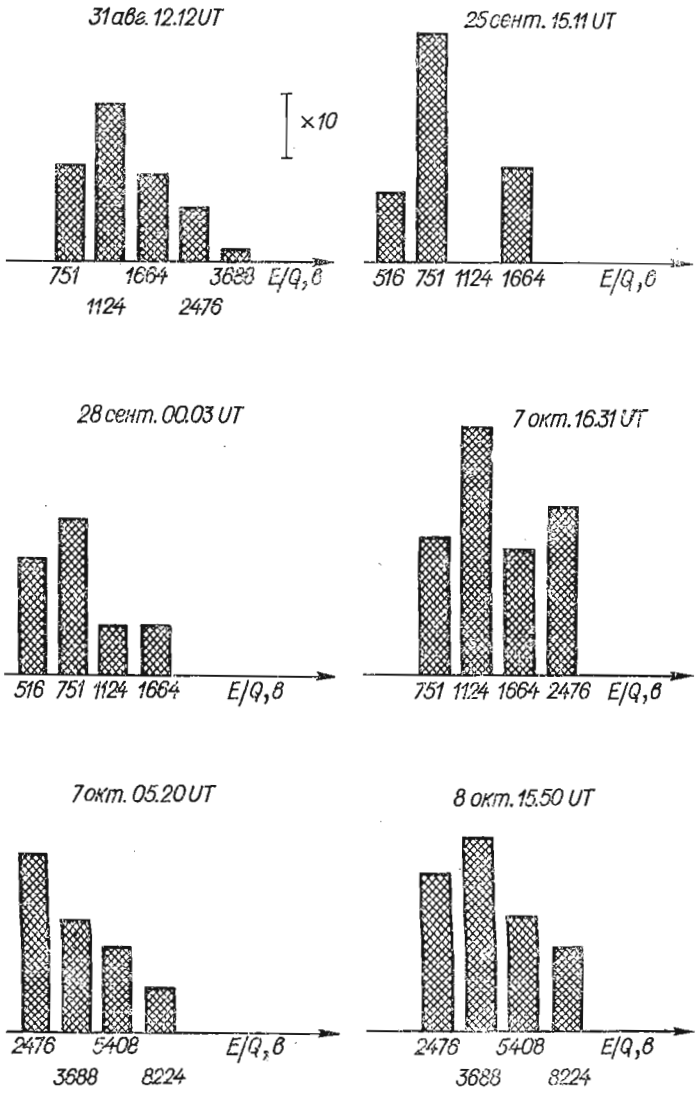


Рис. 3.10. Типичные энергетические спектры солнечного ветра, полученные на «Маринере-2». Второй максимум, по-видимому, связан с наличием ядер гелия.

С помощью электростатического анализатора высокой разрешающей способности, установленного на «Пионере-6», Вольфе [26] обнаружил очень интересное явление — температурную анизотропию свободного солнечного ветра. Измерения показали, что пиковые потоки плазмы, движущиеся с некоторой скоростью v, возникают на определенной долготе φ_p в плоскости эклиптики, причем угол φ_p меняется в зависимости от v. Частично это связано с тем обстоятельством, что различным энергиям частиц соответствуют различные углы наблюдения. Однако, как показал Вольфе, этот эффект означает нечто большее. Для объяснения результатов наблюдений он предположил, что функция

распределения по скоростям в системе координат, движущейся с массовой скоростью солнечного ветра, является двухтемпературной максвелловской функцией:

$$f(v) = \exp\left(-\frac{mv_{\parallel}^2}{2kT_{\parallel}}\right)\exp\left(-\frac{mv_{\perp}^2}{2kT_{\perp}}\right), \tag{3.14а}$$

где $v_{\parallel}$ и $v_{\perp}$ — составляющие скорости частицы в системе координат $u = 0$, параллельная и перпендикулярная магнитному полю $\mathbf{B}$; $T_{\parallel}$ и $T_{\perp}$ — соответствующие им температуры. В системе координат, движущейся вместе с ветром, существует единственное выделенное направление, которое определяется полем $\mathbf{B}$; именно с этим направлением и должна быть связана анизотропия. Рассмотрев для простоты радиальный поток, Вольфе установил, что скорость v пикового потока частиц определяется соотношением

$$v = u\left[\frac{\cos\varphi_s}{\cos(\varphi_s - \varphi_p)} + \frac{\sin\varphi_p}{\frac{K-1}{K}\sin\{2(\varphi_s - \varphi_p)\}}\right]. \tag{3.14б}$$

Здесь φ_s — «угол отставания» магнитного поля, определяющий направление силовой линии; φ_p — долгота пикового потока в плоскости эклиптики; индекс $K = T_{\parallel}/T_{\perp}$; u — массовая скорость солнечного ветра.

По измерениям на «Пионере-4» Вольфе установил, что наилучшее приближение дает $K \sim 7$. Хундхаузен и др. [22] обнаружили аналогичную анизотропию, но в их случае это отношение было обычно около 2 и почти никогда не превышало 5. Такая анизотропия могла возникнуть вследствие расширения плазмы наружу и одновременного ослабления солнечного магнитного поля. Аналогичное явление наблюдается, когда частицы удаляются от магнитного зеркала. Вследствие сохранения первого инварианта μ поперечная энергия $E_{\perp}$ должна переходить в продольную $E_{\parallel}$, но в данном случае такое преобразование может происходить только в рамках тепловой энергии [27, 28]. Это приведет к анизотропии, но такая система должна быть неустойчивой (см. гл. 7), и появится тенденция к восстановлению единого максвелловского распределения [27, 28].

Скаф и др. [29] показали, что анизотропное распределение по скоростям будет неустойчивым по отношению к возникновению шланговой неустойчивости и что вблизи протонной ларморовской частоты будут возникать моды колебаний типа «свистящих атмосфериков».

Однако расчетное время нарастания оказалось столь большим, что эта неустойчивость не должна развиться настолько, чтобы ликвидировать анизотропию распределения. Хундхаузен и др. [22] обнаружили в энергетическом распределении протонов солнечного ветра высокоэнергетичный хвост нетепловых частиц. Среднее направление движения частиц этого хвоста весьма близко к среднему направлению межпланетного магнитного поля.

Согласно Вольфе [26], имеются указания на то, что в ветре присутствуют ионы еще одного сорта. Кроме пика H^+ и He^{++} (который появляется при E/Q, вдвое большем, чем для He^+) Вольфе обнаружил плазму при E/Q, вчетверо превышающем это отношение для пика H^+. Если все частицы имеют одну и ту же скорость направленного движения, то третьему пику должен соответствовать удельный заряд Q/M, в четыре раза меньший удельного заряда иона H^+. Зная распространенность химических элементов для Солнца, можно сделать вывод, что третий пик указывает на присутствие ионов He^+. Тогда состав солнечного ветра, по данным Вольфе, выглядит приблизительно следующим образом:

$$H^+ — 91{,}3\%; \quad He^{++} — 8{,}6\%; \quad He^+ — 0{,}1\%.$$

Количество ионов He^{++} и He^+ весьма заметно меняется во времени; иногда эти ионы практически исчезают.

Поскольку ветер должен быть электрически нейтральным, в нем должны присутствовать также электроны. Электростатический анализатор, установленный на спутниках «Вела» [19], часто регистрировал электроны с энергией около 150÷500 *эв*. Когда температура ветра была достаточно велика, измеренный поток электронов $\mathcal{J}$ с энергией $E_e > 350$ *эв* составлял примерно 10^7 на 1 $см^2$ за 1 *сек*. Бридж и др. [18] установили, что поток электронов солнечного ветра в диапазоне 65 *эв* $< E <$ 210 *эв*, как правило, меньше 10^7. Сербу [30, 31] с помощью цилиндра Фарадея, установленного на спутнике «ИМП-2», измерил потоки электронов на расстоянии около 15 R_E и обнаружил, что средняя концентрация электронов, имеющих температуру от 1 до 2 *эв*, составляет 50 $см^{-3}$; правда, нет полной уверенности в том, что эти измерения относятся к солнечному ветру. Такая плотность весьма высока и не может быть сбалансирована плотностью протонов солнечного ветра. Эксперимент по распространению радиоволн, поставленный на «Пионере-6» [32], показал, что средняя концентрация электронов в невозмущенном солнечном ветре вблизи Земли в период с февраля по апрель 1966 г. составляла 8 $см^{-3}$. Отдельные же измерения охватывали интервал от 1 до 17 $см^{-3}$. Несомненно, в направлении исследований электронов солнечного ветра предстоит еще большая работа.

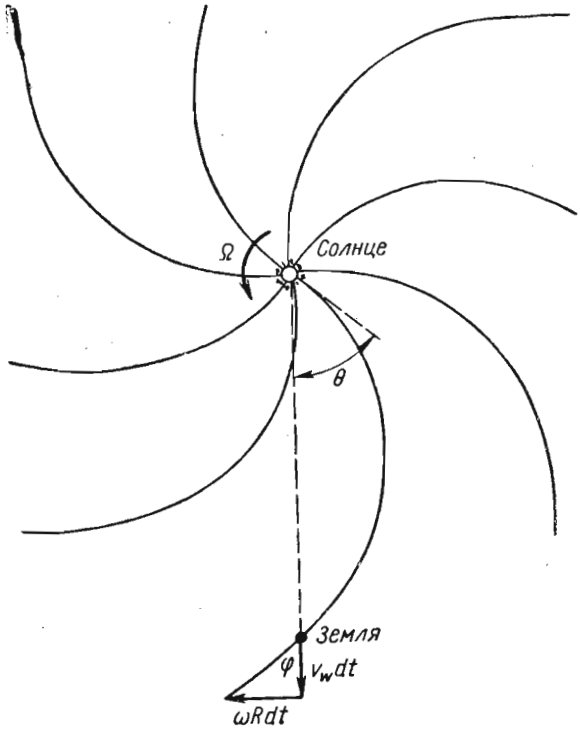


Рис. 3.11. Расчетная форма силовых линий межпланетного магнитного поля.

Как отмечалось ранее, солнечный ветер увлекает за собой поле; в действительности именно магнитное поле и определяет поведение ветра как жидкости. Характеристики же ветра как потока частиц определяются их кинетической энергией. Межпланетная среда хороший проводник и при рассмотрении расширения потока на расстояния до 1 *а.е.* мы должны считать магнитное поле вмороженным (см. гл. 2). Это означает, что силовые линии магнитного поля Солнца будут двигаться вместе с солнечным ветром.

Поскольку силовые линии прочно привязаны к Солнцу, а Солнце вращается вокруг своей оси, силовые линии опишут спирали [12] так, как это показано на рис. 3.11. За время dt солнечный ветер «растягивает» силовую линию на величину $v_W dt$, за то же время вращение Солнца смещает ее в азимутальном направлении на величину $\Omega R dt$. Угол φ между силовой линией и направлением Земля—Солнце на расстоянии R от Солнца определяется из соотношения

$$\operatorname{tg} \varphi = \Omega R / v. \qquad (3.15)$$

Этот угол φ часто называют углом «брандспойта» по аналогии со сходной картиной распыления воды вращающимся садовым шлангом или дождевальной установкой, когда каждая капля движется в радиальном направлении, но вследствие вращения струя воды в целом следует спирали Архимеда. Полный угол θ между касательной к силовой линии у ее основания и радиус-вектором **R**

данной точки силовой линии равен $\theta = \frac{R\Omega}{v_w}$. Такой должна быть некая усредненная форма силовых линий магнитного поля Солнца. Однако возможны флюктуации описанной конфигурации поля. При скорости солнечного ветра около 400 *км/сек* угол φ вблизи Земли составляет примерно 45°, т. е. силовые линии отклоняются на 45° к западу от Солнца. Полный угол θ для $v_w = 400$ *км/сек* равен 58°. Проанализировав движение солнечных протонов высокой энергии, достигающих Земли, Мак-Кракен [33] обнаружил, что они приходят преимущественно по направлению в 45° к западу от Солнца и движутся, как и ожидалось, практически вдоль спирали. Величина средней скорости солнечного ветра порядка 400 *км/сек* хорошо согласуется с данными Несса и Вилкокса, которые наблюдали четырехдневный интервал между моментом прохождения силовой линией на Солнце центральной меридиональной плоскости и моментом обнаружения этой силовой линии вблизи Земли [34]. Компоненты среднего поля Солнца равны [35]

$$B_r = B_0 (a/r)^2,$$

$$B_\varphi = B_0 (a\Omega/v_w)(a/r). \tag{3.16}$$

Для полей порядка 1 *гс*, которые имеются на Солнце, поле вблизи Земли должно быть около 3γ, что находится в разумном согласии с наблюдениями. Данные, ранее полученные на «Пионере-5» [36] и недавно пересмотренные [37], показывают, что межпланетное поле составляет, в грубом приближении, от 5 до 10γ в плоскости эклиптики. Данные «Маринера-2» [38] и «ИМП-1» [39] дают для плоскости эклиптики межпланетное поле около 5γ.

Одновременные измерения межпланетного магнитного поля на «Пионере-6» и «ИМП-3», осуществленные Нессом [40], обнаружили вращательную структуру поля. Изменение знака поля, зарегистрированное на 356-й день 1965 г. спутником «Пионер-6», было зафиксировано на $57{,}5 \pm 2{,}8$ *мин* раньше, чем «ИМП-3». В это время спутники находились на расстоянии $1{,}3 \cdot 10^6$ *км* друг от друга. Если считать, что Солнце делает полный оборот вокруг своей оси за 27 дней (таков видимый с Земли период вращения Солнца), то линейная скорость совместного с Солнцем вращения v_c у Земли будет

$$v_c = \Omega R = 410 \text{ км/сек},$$

где $\Omega = 2{,}7 \cdot 10^{-6}$ *сек*$^{-1}$ — угловая скорость Солнца, а $R = 1$ *а. е.* $= 1{,}5 \cdot 10^8$ *км*. Зная эту скорость и расстояние между спутниками, можно показать, что «Пионер-6» должен обнаружить изменение знака приблизительно на 53 *мин* раньше, чем «ИМП-3», что хорошо согласуется с результатами измерений.

Уже давно было известно, что магнитная активность и некоторые типы магнитных бурь обладают определенной периодичностью, характеризуемой 27-суточным интервалом. Вилкокс и Несс установили [41], что та же периодичность свойственна межпланетному магнитному полю и солнечному ветру. Они обнаружили, что по крайней мере за три оборота Солнца межпланетное магнитное поле разделялось на четыре сектора. В двух секторах поле было направлено от Солнца, а в двух других, чередующихся с первыми, — к Солнцу. Три сектора имеют более или менее одинаковые размеры, четвертый сектор, в котором поле направлено к Солнцу, приблизительно в два раза у́же каждого из остальных. Такая секторная структура поля обусловливает геомагнитную активность, которую можно обнаружить экспериментальным путем. В зависимости от положения границы секторов меняется геомагнитный индекс K_p. Напряженность магнитного поля и индекс K_p достигают максимума через два дня после прохождения границы мимо Земли, они минимальны непосредственно до момента достижения этой границей Земли. Плотность солнечного ветра также меняется в зависимости от положения сектора (рис. 3.12).

Экспериментами на «Пионере-6» Несс показал [42], что межпланетная среда содержит большое число волокнообразных трубок, заполненных магнитным полем и обязанных своим происхождением Солнцу. Волокна переплетаются друг с другом, и в то же время они упорядочены, так что образуют наблюдаемые долготные секторы. Хороший обзор современного состояния наших знаний о солнечном ветре был недавно сделан Десслером [43].

Солнечные протоны. При возникновении определенного типа солнечных вспышек на Солнце генерируются большие потоки протонов высоких энергий,

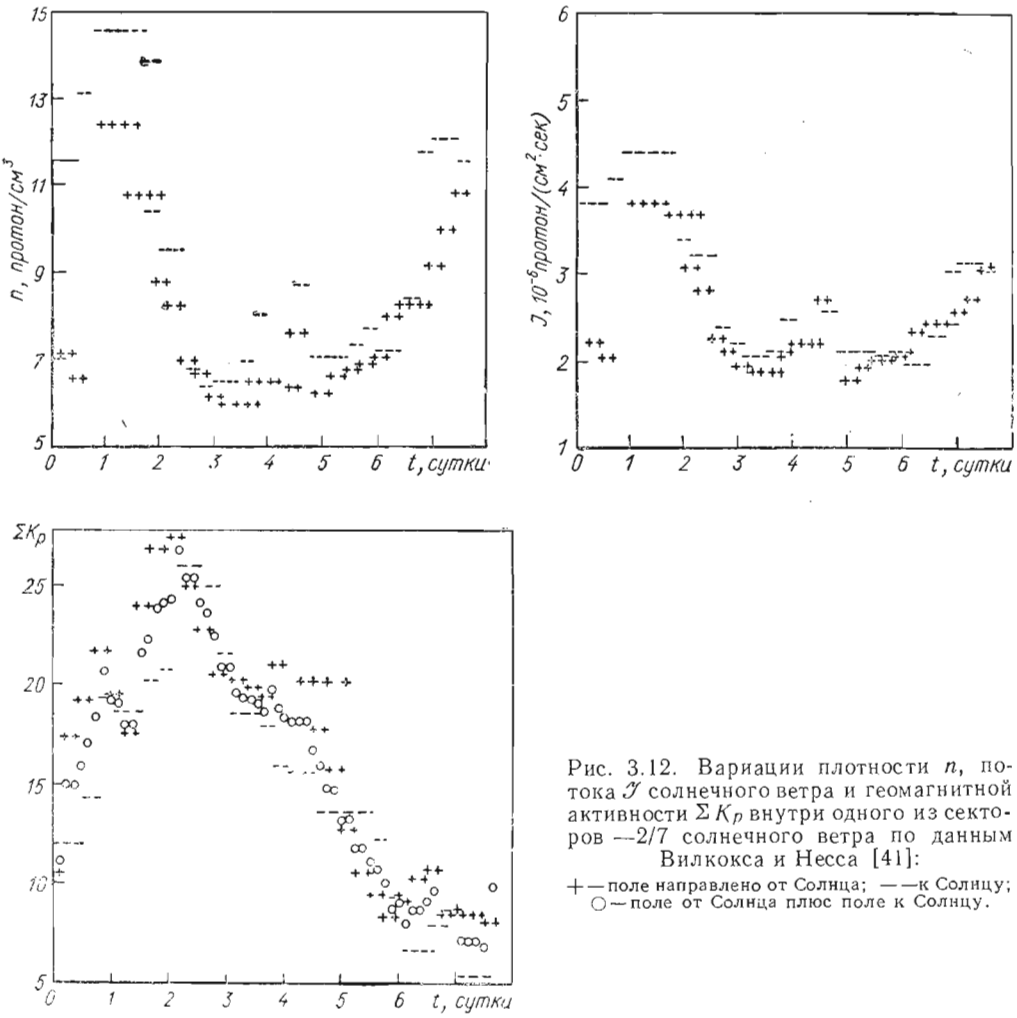


Рис. 3.12. Вариации плотности n, потока $\mathcal{J}$ солнечного ветра и геомагнитной активности ΣK_p внутри одного из секторов —2/7 солнечного ветра по данным Вилкокса и Несса [41]:

+ — поле направлено от Солнца; — —к Солнцу; ○ — поле от Солнца плюс поле к Солнцу.

которые спустя небольшое время обрушиваются на полярные шапки Земли. Эти протоны имеют энергии вплоть до нескольких сот мегаэлектронвольт и, следовательно, могут проникать в полярные области только на широтах выше $\Lambda = 60°$. Из экваториальной зоны магнитное поле Земли их вытесняет. По-видимому, маловероятно, чтобы непосредственно захватывалось большое число протонов. Они либо проникают на некоторое расстояние внутрь геомагнитного поля, а затем покидают его, либо сталкиваются с атмосферой. Протон может быть захвачен лишь в том случае, если за время пребывания его в поле произойдут изменения самого поля, либо в том случае, если он провзаимодействует с атмосферой.

Потоки солнечных протонов часто сопровождаются заметными возмущениями магнитного поля, и число протонов, отраженных магнитным полем,

иногда уменьшается. Однако не имеется никаких доказательств захвата частиц в подобных условиях и неизвестен какой-либо эффективный механизм, способный его осуществить. Некоторые из этих протонов при взаимодействии с атмосферой вблизи полюсов будут порождать нейтроны, которые, распадаясь, могут заселять радиационный пояс. Имеются две характерные черты такой нейтронной концентрации, которые отличают ее от концентрации, образованной протонами галактических космических лучей. Во-первых, их средняя энергия меньше, так как ниже энергия протонов. Во-вторых, различны пространственные распределения, так как меняется геометрия источника. Рассмотренный механизм не играет существенной роли как источник частиц (см. гл. 4).

Тепловые электроны и протоны экзосферы. В экзосфере имеется гораздо больше тепловых частиц, чем быстрых частиц в радиационном поясе. На расстоянии нескольких радиусов Земли концентрация нейтрального атомарного водорода составляет около 10^3 *см*$^{-3}$, концентрация тепловых ионов водорода — также около 10^3 *см*$^{-3}$, в то время как потоки в радиационном поясе соответствуют концентрациям 10^{-2} *см*$^{-3}$ или меньше. Таким образом, если бы существовал ускорительный механизм, разгоняющий небольшую долю тепловых частиц экзосферы до больших энергий, то он мог бы создать быстрые частицы пояса. Энергия тепловых протонов — несколько электронвольт. Частицы солнечного ветра обладают более высокой энергией, и может показаться, что в качестве источника захваченной радиации проще рассматривать солнечный ветер. И это было бы действительно так, если бы очевидным был факт проникновения солнечного ветра в радиационный пояс; но такой факт неочевиден. Частицы экзосферы присутствуют практически всюду. Поэтому рассмотрение источников радиационного пояса, связанных с тепловыми электронами и протонами экзосферы, представляется вполне естественным.

Позднее мы увидим, что существуют достаточно убедительные доказательства факта ускорения частиц внутри магнитосферы в связи с полярными сияниями, поэтому рассмотренный источник частиц может оказаться вполне реальным.

Нейтральный водород в солнечном ветре. В работе [45] высказывается предположение о том, что в солнечном ветре имеется нейтральный водород, который, не испытывая влияния со стороны магнитного поля, может проникать глубоко в магнитосферу. Нейтральные атомы водорода могут иметь энергии порядка 1 *кэв*, т. е. сравнимые с энергиями протонов солнечного ветра. Нейтральный водород в результате перезарядки на медленных протонах экзосферы может создавать поток захваченных протонов с энергией около 1 *кэв*. Большие потоки захваченных протонов, образованных таким образом в глубине магнитосферы, представляют как раз тот источник, который необходим для объяснения кольцевого тока, ответственного за главную фазу магнитной бури. Это весьма привлекательная идея, которая может дать ответ на ряд вопросов, но кажется маловероятным, чтобы необходимое для объяснения количество водорода могло покидать солнечную корону и достигать Земли, оставаясь в неионизованном состоянии (см. гл. 10).

МЕХАНИЗМЫ ПОТЕРЬ

Протоны. Имеется по крайней мере три механизма ухода протонов из радиационного пояса. Во внутреннем поясе протоны высоких энергий эффективно теряются в результате замедления при взаимодействии с атмосферой, пока их энергия не достигает приблизительно 100 *кэв*. Толщина слоя кислорода R, который должны пройти протоны различных энергий для замедления, приведена в табл. 3.3 (см. также рис. 3.13). Ниже 100 *кэв* про-

Таблица 3.3

Длина пробега протонов в кислороде

Энергия, *Мэв*	0,1	1,0	10	100
Пробег, *г/см*^{2}	$6 \cdot 10^{-5}$	0,003	0,14	8,6

тоны эффективнее теряются вследствие перезарядки на медленных атомах водорода [46]:

$$\bar{p} + H \to p + \bar{H}, \tag{3.17}$$

где чертой отмечены быстрые частицы. В результате этой реакции быстрые захваченные протоны превращаются в быстрые нейтральные атомы и теряются.

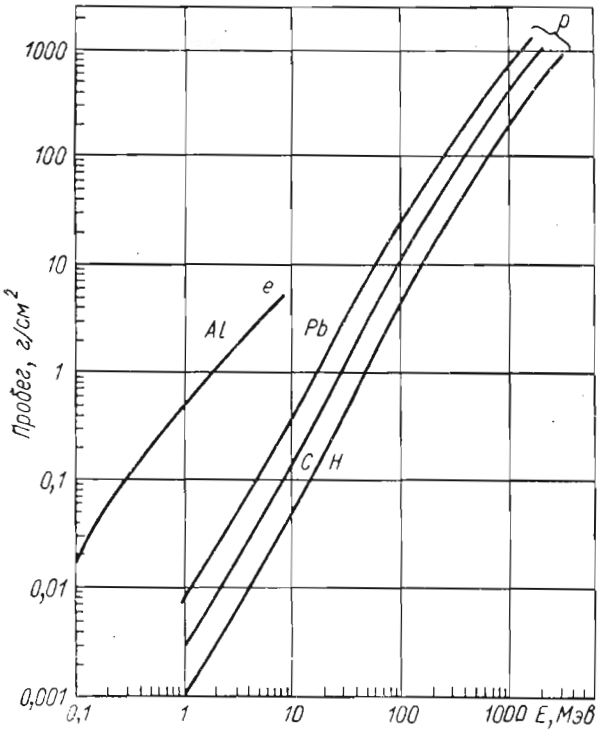


Рис. 3.13. Зависимость пробега от энергии: для электронов в алюминии (закон Фетера); для протонов в водороде, углероде и свинце.

При энергии 50 *кэв* сечение перезарядки [47] $\sigma_п = 2 \cdot 10^{-16}$ *см*^{2}, а характерное время процесса

$$\tau_п = \frac{1}{v\sigma_п\, n\,(H)} \sim 5000 \text{ сек}, \tag{3.18}$$

где $n(H)$ — концентрация атомарного водорода, принятая здесь равной $3 \cdot 10^3$ *см*$^{-3}$. Это время становится меньше времени замедления приблизительно на высотах более 1000 *км*, где процесс перезарядки становится доминирующим. Значения времени жизни $\tau_п(E, h)$ показаны на рис. 3. 14.

При энергиях выше 200—300 *Мэв* наиболее важным механизмом потерь протонов являются неупругие ядерные столкновения. Сечение таких столкновений представляет геометрическое сечение $\sigma_i = \pi r_0^2 A^{2/3}$, где $r_0 \approx 1{,}2 \times 10^{-13}$ *см*; A — атомный номер. В результате неупругих столкновений протон претерпевает существенные изменения. Он может быть захвачен, хотя это и маловероятно, при больших энергиях. Его энергия может уменьшиться во много раз. Практически можно считать, что это означает его потерю.

Во внешнем поясе существуют некоторые дополнительные механизмы быстрых потерь протонов. Возможно, они связаны с нарушением одного из адиабатических инвариантов. Процесс может быть обусловлен временными изменениями магнитного поля или наличием электрических полей. Протоны могут теряться также в результате всевозможных плазменных неустойчивостей, возникающих в зоне захваченной радиации.

Электроны. Механизмы потерь электронов отличаются от механизмов потерь протонов. Поскольку электроны легче, они эффективнее рассеиваются и теряются во внутреннем поясе не в результате замедления, а главным образом за счет кулоновского рассеяния в конус потерь. В этом можно убедиться, сравнивая пробег частицы R с количеством вещества D, необходимого для ее рассеяния. Пробег электрона, имеющего энергию E *Мэв*, согласно соотношению Фетера равен

$$R = 0{,}54\, E - 0{,}13 = 0{,}41 \text{ г/см}^2. \tag{3.19}$$

Значения R для электронов определим из графика (см. рис. 3.13), а величину D найдем из формулы рассеяния [49]

$$\theta^2 = 7000\, D/E^2, \tag{3.20}$$

где θ^2 — средний квадрат угла рассеяния; D — пробег в воздухе при нормальных условиях, *см*; E — энергия частицы, *кэв*. Принимая, что для потери частицы необходимо рассеяние на угол $\theta = 0{,}5$ *рад*, мы находим

$$D = 0{,}04 \ г/см^2. \tag{3.21}$$

Полученный результат показывает, что во внутреннем поясе электрон эффективнее рассеивается, чем замедляется. Во внешнем поясе времена жизни электронов очень малы и обусловлены, по-видимому, некоторыми процессами, связанными с магнитными возмущениями. Позднее в качестве примера подобного рода механизма потерь будет рассмотрено взаимодействие свистящих атмосфериков с захваченными электронами.

Экзосфера. Для понимания механизмов потерь, рассматриваемых здесь, необходимо иметь определенное представление о тепловых частицах внешней атмосферы. Кулоновское рассеяние и замедление быстрых частиц радиационного пояса определяются присутствием большого числа медленных частиц, с которыми взаимодействуют быстрые частицы.

Экзосфера начинается с высот около 500 *км*. Выше этого уровня атмосфера сильно разрежена, и нейтральные частицы, движущиеся вверх, на всем пути из магнитосферы не сталкиваются с другими частицами. Частицы находятся в свободном падении, описывают баллистические эллиптические траектории и возвращаются к основанию экзосферы. На более низких высотах частицы находятся в диффузионном равновесии.

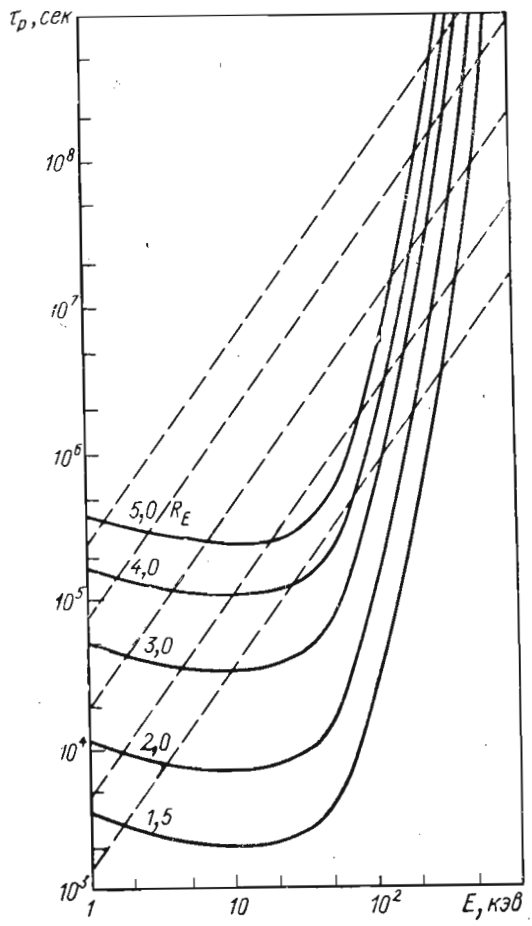


Рис. 3.14. Расчетные значения времени жизни, обусловленного перезарядкой (сплошные кривые) и кулоновским рассеянием (штриховые кривые), для протонов различных энергий в различных участках магнитосферы [48].

Для высот, превышающих 400 *км*, температура атмосферы не изменяется с увеличением высоты [50]. Были произведены измерения температуры, которые показали, что имеются суточные вариации, а также вариации с периодом в 11 лет, связанные с солнечным циклом, и, возможно, некоторые пространственные вариации. Авроральная зона, по-видимому, имеет температуру более высокую, чем экваториальные области. Этот факт ставит перед нами новые проблемы, поскольку он связан с наличием каких-то специфических тепловых источников, существующих только в авроральной зоне. Для широт, меньших 50°, температура экзосферы в дневное время вблизи максимума солнечной активности составляет около 2000 °K, ночная температура — около 1400 °K. По мере приближения к минимуму солнечной активности дневная температура снижается примерно до 1100 °K, а ночная составляет лишь около 800 °K.

Уравнение гидростатического равновесия, описывающее изменение концентрации n (или давления) с высотой h, имеет вид

$$\frac{dn}{n} = -\frac{Mg}{kT}\,dh, \tag{3.22}$$

где g — ускорение свободного падения; k — постоянная Больцмана; T — температура на высоте h; M — масса частицы. Интегрируя это выражение, получаем

$$n = n_0 \exp\left(-\int_0^h \frac{Mg}{kT}\,dh\right). \tag{3.23}$$

Если T и g постоянны, то приходим к простой барометрической формуле:

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{Mgh}{kT}\right) = n_0 \exp\left(-\frac{h}{H}\right). \tag{3.24}$$

Величина $H = kT/Mg$ называется местной шкалой высот. Уравнение (3.24) относится к любому сорту частиц атмосферы. Если мы рассмотрим среднюю массу $\overline{M}$, то оно будет справедливо для всей атмосферы в целом, но величина $\overline{M}$ обычно меняется с высотой.

В действительности уравнение (3.24) несправедливо еще и потому, что ускорение g зависит от высоты, и более точное уравнение должно иметь вид

$$n = n_0 \exp\left[-\frac{Mg_0 R_0 h}{(R_0 + h)\,kT}\right], \tag{3.25}$$

где R_0 — расстояние от центра Земли до некоторого исходного уровня, а g_0 — величина ускорения на этом уровне. Уравнение (3.25) можно представить в более простом виде, аналогично формуле (3.24), если ввести приведенную высоту $z = R_0 h/(R_0 + h)$. В таком случае получим

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{Mg_0 z}{kT}\right) = n_0 \exp\left(-\frac{z}{H}\right). \tag{3.26}$$

В литературе встречаются различные модели нейтральной экзосферы, основанные на уравнении (3.26), отличающиеся друг от друга выбором величины n_0 у основания экзосферы для различных компонентов атмосферы. Харрис и Пристер [51] предложили модель атмосферы, учитывающую суточные и солнечно-циклические вариации. Нагревание атмосферы происходит в результате поглощения солнечной радиации (а также вследствие других возможных источников тепла). Если, кроме того, учесть теплопроводность, то можно найти температурное распределение. Результаты расчетов для модели Харриса—Пристера [51] представлены на рис. 3.15. Они хорошо согласуются с данными непосредственных измерений концентраций экзосферы, а также с результатами определения плотности по лобовому сопротивлению при движении спутников [50].

Среднюю концентрацию воздуха на орбите спутника можно измерить путем непосредственных наблюдений за спутником. Сила сопротивления при движении спутника по круговой орбите равна

$$f = \frac{1}{2} C_D A \rho v^2, \tag{3.27}$$

где ρ — плотность воздуха; A — площадь поперечного сечения спутника; $C_D \approx 2{,}2$ — коэффициент силы торможения; $v = \sqrt{GM/r}$ — скорость спутника. За единицу времени сила торможения совершает над спутником работу

$$fv = \frac{1}{2} C_D A \rho v^3. \tag{3.28}$$

Энергия спутника на круговой орбите

$$E = -\frac{1}{2} \cdot \frac{GMm}{r}, \tag{3.29}$$

так что скорость изменения энергии вследствие торможения равна

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{2} C_D A \rho v^3 = -\frac{1}{2} \cdot \frac{GMm}{r^2} \cdot \frac{dr}{dt}. \tag{3.30}$$

Согласно третьему закону Кеплера период спутника равен

$$P = \frac{2\pi r^{3/2}}{\sqrt{GM}}. \tag{3.31}$$

В результате дифференцирования получаем

$$\frac{1}{P} \cdot \frac{dP}{dt} = \frac{3}{2} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{dr}{dt}. \tag{3.32}$$

Уравнения (3.30) и (3.32) дают

$$C_D \rho \frac{A}{m} = -\frac{1}{3\pi} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{dP}{dt}. \tag{3.33}$$

Таким образом, измеряя скорость изменения периода обращения спутника по орбите, можно непосредственно определить среднюю плотность воздуха на орбите, если для спутника известно отношение площади к массе. Для эллиптических орбит существует более сложное соотношение, и по измерениям dP/dt можно определить плотность вблизи перигея.

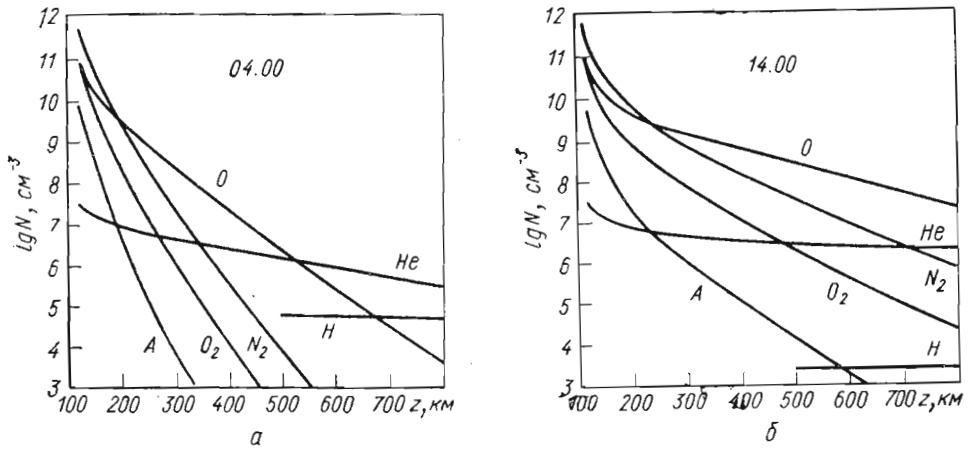


Рис. 3.15. Состав нейтральной компоненты атмосферы на различных высотах в условиях минимума (*а*) и максимума (*б*) солнечной активности.

Ионосфера. Проблемы, связанные с присутствием в экзосфере ионов, несколько отличаются от проблем, имеющих отношение к нейтральным частицам. По определению, экзосферой называется область пространства, в которой нейтральные частицы не испытывают столкновений и ведут себя независимо. Но ионы и электроны в экзосфере не являются независимыми друг от друга. Даже на таких больших расстояниях, как несколько радиусов Земли, длина свободного пробега для кулоновских соударений оказывается достаточно малой, так что на этих высотах происходит диффузия.

Ионосфера образуется главным образом при фотоионизации под действием излучения Солнца, а также благодаря разнообразным химическим реакциям,

в которых не только создаются новые типы ионов, но и происходят потери различных ионов. Кинетика ионной концентрации определяется уравнением непрерывности

$$\partial n/\partial t = S - L - \operatorname{div} \mathcal{J}, \tag{3.34}$$

где S — скорость образования частиц; L — скорость их потерь в химических реакциях; $\mathcal{J} = nv$ — поток частиц. На высотах более 300 *км* преобладает диффузия, и уравнение непрерывности в стационарном случае принимает вид

$$\operatorname{div} \mathcal{J} = 0. \tag{3.35}$$

На более низких высотах, где доминирующим является механизм химических потерь, уравнение принимает вид $S = L$. В зоне диффузионного равновесия заряженные частицы имеют шкалу высот

$$H_i = \frac{k(T_e + T_i)}{m_i g}, \tag{3.36}$$

где индексы i и e относятся к ионам и электронам соответственно. Эта шкала высот отличается от шкалы высот нейтральных частиц, так как в ионосфере ионы и электроны эффективно связаны друг с другом. Электроны, имеющие меньшую массу, стремятся увеличить шкалу высот H, но если электроны отходят от ионов, то вследствие разделения зарядов возникают сильные электрические поля.

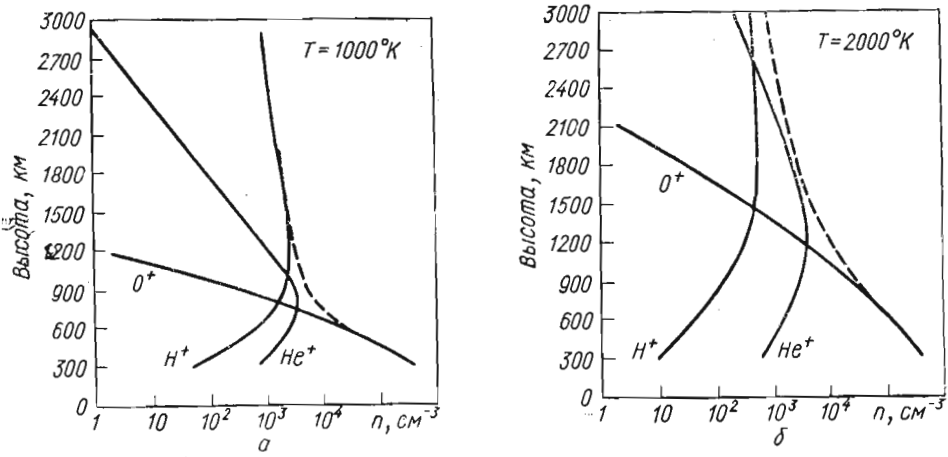


Рис. 3.16. Концентрация ионов в ионосфере на различных высотах для минимума (*а*) и максимума (*б*) солнечной активности (T — температура термосферы). Штриховой кривой показана полная концентрация.

Поэтому электроны и ионы имеют тенденцию двигаться вместе, и возникает амбиполярная диффузия, так что в шкале высот появляется сумма электронной (T_e) и ионной (T_i) температур. Эта диффузия происходит вдоль силовых линий; диффузия поперек поля в этом случае оказывается не очень существенной. Диффузия вдоль силовых линий вызывает ряд наблюдаемых явлений, подобных экваториальной аномалии [52].

Оценки ионных концентраций в области преимущественной диффузии приведены на рис. 3.16. Несомненно, имеются существенные суточные, долготные и прочие вариации. Приведенные оценки дают точность, характеризующуюся множителем порядка 3. Надежных данных, по которым можно было бы проверить эти оценки, очень мало.

Информацию о концентрации электронов экзосферы можно получить с помощью «свистящих атмосфериков» [53]. «Свистящие атмосферики»—это электромагнитные возмущения, принимаемые у поверхности Земли в диапазоне частот порядка нескольких килогерц, которые при воспроизведении их после записи в звуковом диапазоне издают характерный свист. Создаются они главным образом в молниях. Некоторая доля электромагнитной энергии, освобожденной при грозовом разряде, распространяется в экзосфере и канализуется вдоль магнитных силовых линий. Большая часть энергии волны отражается ионосферой, и волна может совершить много колебаний за счет отражения — наблюдалось до 40 колебаний. Вследствие дисперсии среды различные частоты имеют различные скорости распространения, так что со временем частоты разделяются, и в результате образуются свистящие атмосферики. Теория такой частотной дисперсии [53, 54] показывает, что величина дисперсии зависит от числа протонов. В действительности дисперсия определяется сложным интегралом от концентрации электронов, вычисленным вдоль магнитной силовой линии. Из измерений свистящих атмосфериков нельзя однозначно определить распределение плотности электронов. Но если задать форму высотного распределения, то по этим измерениям можно установить абсолютные значения концентраций в любых точках. Анализ ряда результатов подобных измерений приводит к радиальной зависимости концентрации вида $n \sim R^{-(3\div4)}$.

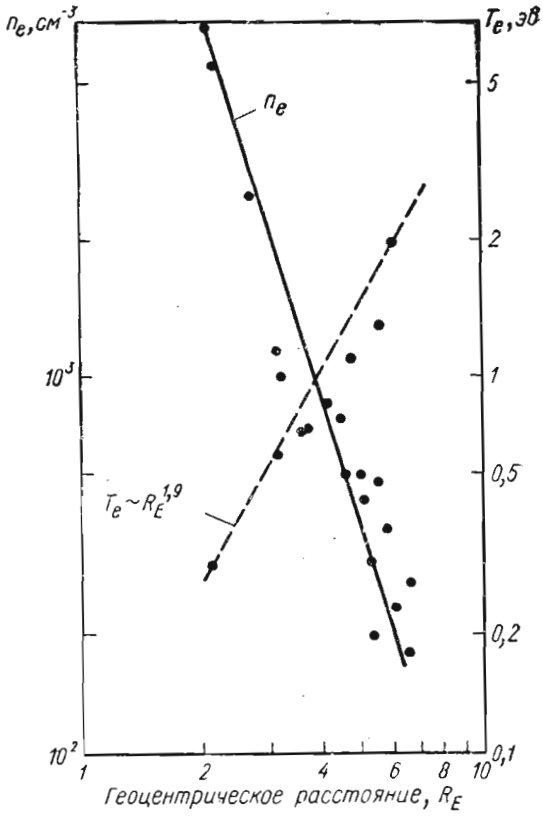


Рис. 3.17. Концентрация и температура электронов в магнитосфере, полученные из измерений на «ИМП-1» 27 ноября 1963 г. с помощью ионной ловушки [55, 56].

Непосредственные измерения концентрации электронов были сделаны Сербу на спутнике «ИМП-1» [30, 31]. Полученные им данные приведены на рис. 3.17. Они находятся в хорошем согласии с результатами определения концентрации протонов из анализа свистящих атмосфериков (см. гл. 10).

ЛИТЕРАТУРА

1. Gall R., Lifshitz J. Nuovo cimento, **15**, 233 (1960).
2. Hess W., Starnes A. Phys. Rev. Lett., **5**, 48 (1960).
3. Lingenfelter R. E. J. Geophys. Res., **68**, 5633 (1963).
4. Hess W. N. et al. J. Geophys. Res., **66**, 665 (1961).
5. Hess W. N. et al. Phys. Rev., **116**, 445 (1959).
6. Hess W. N. Phys. Rev. Lett., **3**, 11 (1959).
7. Lingenfelter R. E. et al. J. Geophys. Res., **70**, 4077 (1965).
8. Biermann L. Zeit. Astrophys., **29**, 274 (1951).
9. Chapman S. Smithsonian Contrib. Astrophys., **2**, 1 (1957).
10. Parker E. N. J. Astrophys,, **128**, 664 (1958).
11. Parker E. N. Res. Geophys. Vol. 1, M. I. T. Press, 1964.

12. Паркер Е. Н. Динамические процессы в межпланетной среде. Перев. с англ. М., «Мир», 1965.
13. Chamberlain J. W. Astrophys. J., **133**, 675 (1961).
14. Гринтауз К. И. и др. «Докл. АН СССР», **131**, 6, 1301 (1960).
15. Bonetti A. et al. J. Geophys. Res., **68**, 4017—4063 (1963).
16. Neugebauer M., Snyder C. W. J. Geophys. Res., **71**, 4469 (1966); Нейгебауэр М., Снайдер К. У. В сб. «Солнечный ветер». Перев. с англ. М., «Мир», 1968, стр. 31.
17. Wolfe J. H. et al. J. Geophys. Res., **71**, 1319 (1966).
18. Bridge H. S. et al. Space Res., **5** (1965).
19. Coon J. H. Vela Satellite Measurements of Radiation Trapped in the Earth's Magnetic Field. D. Reidel, Holland, 1966.
20. Strong I. B. et al. Phys. Rev. Lett., **16**, 631 (1966).
21. Snyder C. W. et al. J. Geophys. Res., **68**, 6361 (1963).
22. Hundhausen A. J. et al. J. Geophys. Res., **72**, 87 (1967).
23. Sonnet C. P. et al. Phys. Rev., Lett., **13**, 153 (1964); Сонетт К. П. и др. В сб. «Солнечный ветер». Перев. с англ. М., «Мир», 1968, стр. 195.
24. Neugebauer M., Snyder C. W. Science, **138**, 1095—1097 (1962).
25. Snyder C. W., Neugebauer M. Interplanetary Solar Wind Measurements by Mariner-2. Edit. P. Muller. Space Res., **4**, 89—113 (1964); Снайдер К. У., Нейгебауэр М. В сб. «Солнечный ветер». Перев. с англ. М., «Мир», 1968, стр. 51.
26. Wolfe J. H. et al. J. Geophys. Res., **71**, 3329 (1966).
27. Scarf F. L. Raumfahrtforschung, **10**, 114 (1966).
28. Scarf F. L. Plasma in the Magnetosphere. Advances in Plasma Physics. V. 1. Edit. W. Thompson and A. Simon. Interscience Press.
29. Scarf F. L. et al. A Plasma Instability in the Solar Wind. Proc. of the Inter-Union Sympos. on Solar Terrestrial Phys.
30. Serbu G. P. Space Res., **5**, 564 (1965).
31. Serbu G. P., Maier E. J. R. Low-Energy Electrons Measured on IMP-2, Goddard Space Flight Center Rep. X-615-66-92, January 1966.
32. Eshleman V. R. et al. J. Geophys. Res., **71**, 3325 (1966).
33. McCracken K. G. J. Geophys. Res., **67**, 423—458 (1962).
34. Ness N. F., Wilcox J. M. Phys. Rev. Lett., **13**, 461 (1964).
35. Stern D. Planetary Space Sci., **12**, 961 (1964).
36. Coleman P. J. et al. Phys. Rev. Lett., **5**, 43 (1960).
37. Greenstadt E. W. A Comparison of Preliminary Mariner-2 Plasma Data with Solar Wind Velocities Deduced from Pioneer-V Magnetic Field Measurements. Space Technology Lab. Rep.
38. Coleman P. J. et al. Science, **138**, 1095 (1962).
39. Ness N. F. et al. J. Geophys. Res., **69**, 3531 (1964).
40. Ness N. F. J. Geophys. Res., **71**, 3319 (1966).
41. Wilcox J., Ness N. J. Geophys. Res., **70**, 5793 (1965).
42. Ness N. F. et al. J. Geophys. Res., **71**, 3305 (1966).
43. Dessler A. J. Rev. Geophys., **5**, 1 (1967).
44. Webber W. R. Prog. Elem. Particle and Cosmic Ray Phys. V. 6, 1965.
45. Akosofu S. I. The Neutral Hydrogen Flux in the Solar Plasma Flow. Planetary Space Sci., **12**, 905 (1964).
46. Stewart G. W. Phys. Rev., Lett., **2**, 417 (1959).
47. Fite W. L. et al. Phys. Rev., **119**, 663 (1960).
48. Liemohn H. J. Geophys. Res., **66**, 3593 (1961).
49. Fermi E. Nuclear Physics, p. 37, U. of Chicago Press, 1950.
50. Harris I., Spencer N. The Earth's Atmosphere. Introd. to Space Sci. Edit. W. N. Hess, Gordon and Breach, 1965.
51. Harris I., Priester W. J. Atmos. Sci., **19**, 286 (1962).
52. Aiken A. C., Bauer S. J. The Ionosphere Introd. to Space Sci. Edit. W. H. Hess, Gordon and Breach, 1965.
53. Helliwell R. A. Whistlers and Related Ionospheric Phenomena, Stanford U. Press, 1965.
54. Storey L. R. O. Phil. Trans. Roy. Soc. (London), Ser. A, **246**, 113 (1963).
55. Serbu G. P. Space Res., **5**, 564 (1965).
56. Serbu G. P., Mater E. J. J. Geophys. Res., **71**, 3755 (1966).

ВНУТРЕННЯЯ ЗОНА РАДИАЦИОННОГО ПОЯСА

ПРОТОНЫ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Энергетический спектр. Первый эксперимент, позволивший однозначно идентифицировать регистрируемые частицы радиационного пояса, был выполнен с помощью ракеты «Атлас», поднявшей в космос ядерные эмульсии [1], которые были возвращены на Землю, проявлены, а затем были обработаны треки. По измерениям пробегов и степени ионизации были идентифицированы частицы и определены их энергии.

Ядерные эмульсии в этих опытах были экранированы слоем толщиной 6 $г/см^2$, который пропускал протоны с энергией $E > 75$ *Мэв* и электроны с энергией $E > 12$ *Мэв*. Электроны не были обнаружены, протонов оказалось очень много. Энергетический спектр протонов, измеренный Фреденом и Уайтом аналогичным образом в более позднем эксперименте [2], показан на рис. 4.1.

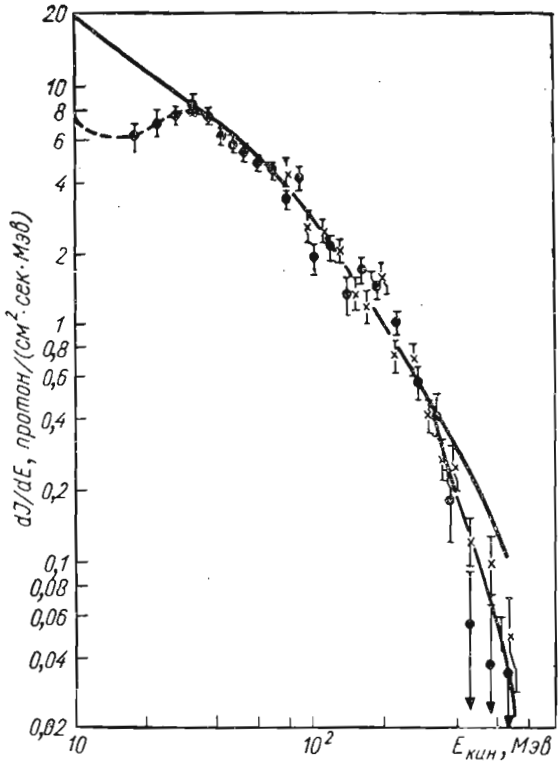


Рис. 4.1. Энергетическое распределение протонов высоких энергий в середине внутренней зоны радиационного пояса. Сплошная кривая изображает спектр, рассчитанный по теории распада нейтронов альбедо космических лучей; штриховая — экспериментальная.

Имеется еще несколько экспериментов [3—6], в которых обнаружены подобная форма спектра протонов и аналогичные интенсивности потоков, и, кроме того, получены данные в области более низких энергий. Протонная концентрация весьма стабильна во времени. В одном эксперименте, выполненном вскоре после большой солнечной вспышки, были зарегистрированы точно такие же потоки и спектр протонов, что и в более раннем эксперименте, поставленном в конце длительного спокойного периода солнечной активности. В одном из опытов [4] был обнаружен небольшой скачок энергетического спектра в области 80 *Мэв*, но дальнейшие эксперименты не подтвердили результатов этих измерений: по-видимому, они были ошибочными.

Возможно, что устойчивость характеристик протонного компонента свойственна лишь внутренним областям радиационного пояса. Измерения, выполненные на «Эксплорере-7» [7], не обнаружили существенных изменений в концентрации частиц в моменты солнечных вспышек для области $L < 1{,}6$ (рис. 4.2), в то время как для $L > 1{,}6$ наблюдалась четкая корреляция между солнечными вспышками и изменением показаний счетчика Гейгера—Мюллера;

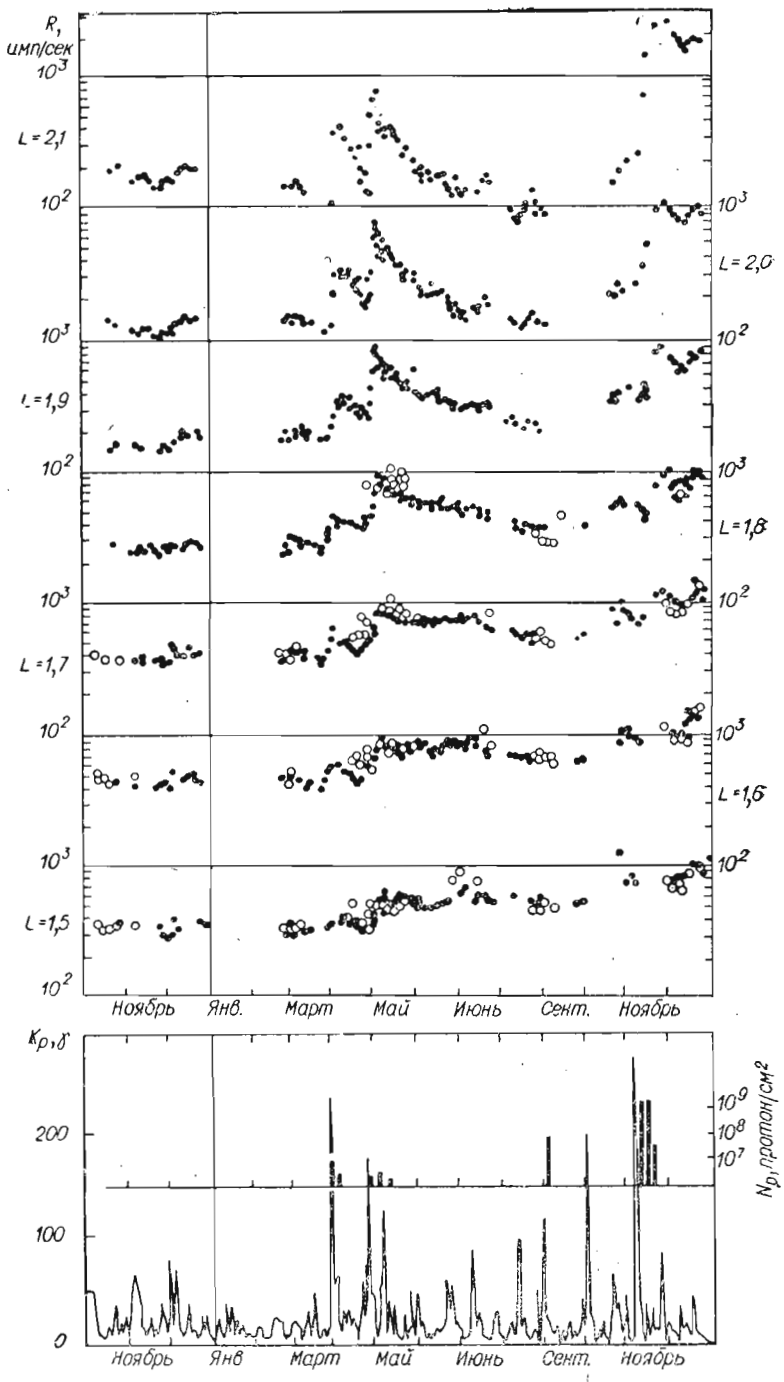


Рис. 4.2. Временные вариации приведенной и усредненной скорости счета частиц внутренней зоны при $B = 0{,}22$ *гс* (детектор регистрировал электроны с $E_e > 1{,}1$ *Мэв* и протоны с $E_p > 18$ *Мэв*). Приведены также значения магнитного индекса K_p и количество солнечных протонов N_p. На оболочках $L < 1{,}7$ вариации плавны и могут быть обусловлены протонами. На оболочках $L > 1{,}7$ вариации резкие и четко коррелируют с появлением солнечных протонов, однако вызваны они, по-видимому, электронами: (слева—1959 г., справа—1960.):

○—Кито, Лима Антофагаста, Сантьяго; ●—Иоганнесбург.

правда, последние могли быть обусловлены не протонами, а электронами. В связи с появлением солнечных протонов можно было бы ожидать возрастания потоков захваченных протонов под влиянием нейтронов полярных шапок. В экспериментах это явление, по-видимому, не наблюдалось. Позднее мы рассмотрим возможность временны́х вариаций концентрации протонов, а пока будем считать, что она стабильна во времени.

Количественное представление об энергетическом спектре и потоках протонов внутренней зоны радиации, образующихся в результате нейтронного распада, можно получить, рассмотрев уравнение непрерывности в энергетическом пространстве [8, 9]:

$$\frac{dN(E)}{dt} = \frac{d}{dE}\mathcal{J}(E) + S_p(E) - L(E), \tag{4.1}$$

где $N(E)$—равновесная спектральная концентрация протонов; $S_p(E)$—мощность источника протонов; $L(E)$ — скорость их потерь; $\mathcal{J}(E) = N(E)\,dE/dt$ — ток в энергетическом пространстве. При равновесии $dN(E)/dt = 0$. Рассмотрим теперь это уравнение для двух частных случаев равновесия [10].

Случай $L(E) = 0$. Для протонов с энергией от 5 до 100 *Мэв* основным механизмом потерь является торможение за счет ионизации и возбуждения электронов при далеких кулоновских соударениях, прочие потери можно не учитывать. Замедление протонов дает вклад в член, соответствующий потоку в пространстве энергий. Тогда уравнение (4.1) принимает вид

$$S_p(E) = \frac{d}{dE}\left[N(E)\frac{dE}{dt}\right] = \frac{d}{dE}\left[N(E)\frac{dE}{dx}v\right]. \tag{4.2}$$

Мощность источника протонов определяется скоростью нейтронного распада [см. уравнение (3.5)]:

$$S_p(E) = \frac{dn(E)}{dt} = \frac{0{,}8\eta E^{-2{,}0}}{\gamma v \tau_n}\left(\frac{R}{R+h}\right)^3. \tag{4.3}$$

Это выражение справедливо для низких широт и на небольших расстояниях от Земли. Коэффициент η учитывает то обстоятельство, что не все распадающиеся нейтроны образуют протоны, которые потом захватываются [11, 12]. Некоторые из протонов, образованных при нейтронном распаде, имеют столь малые питч-углы, что они попадают на Землю без отражения. Эти протоны не дают никакого вклада в захваченную радиацию. Множитель η называется коэффициентом инжекции и определяет долю захваченных протонов. Его можно рассчитать из геометрических соображений [11], рассматривая пересечение двух конусов (рис. 4.3): конуса δ, касательного к атмосфере Земли, с вершиной в точке наблюдения O и конуса α, образованного вектором скорости частицы, имеющей питч-угол α. Эффективность инжекции η в точке O для протонов с питч-углом α определяется той долей конуса α, которая лежит внутри конуса δ. Согласно расчетам Ленчека и Зингера [12]

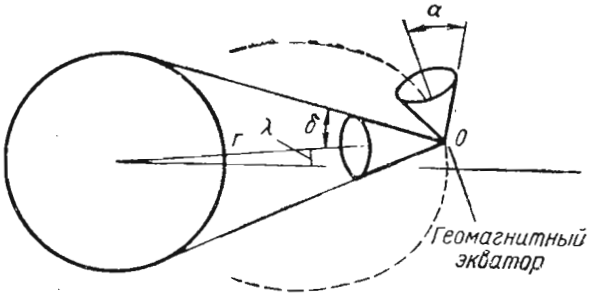


Рис. 4.3. Геометрия расчета коэффициента инжекции.

$$\cos \eta\pi = \frac{\cos\delta - \cos\alpha\cos D}{\sin\alpha\sin D}, \tag{4.3а}$$

где D — угол наклонения. Величину η, полученную из этого уравнения, можно усреднить по колебаниям вдоль силовой линии, помня при этом, что α меняется в зависимости от положения:

$$\bar{\eta}(r, \alpha) = \int_0^{l_m} \frac{\eta\, dl}{\cos\alpha} \Bigg/ \int_0^{l_m} \frac{dl}{\cos\alpha}. \tag{4.4}$$

В частном случае получаем $\bar{\eta}(r = 1{,}25\, r_e) \approx 0{,}3$ и $\bar{\eta}(r = 1{,}75 r_e) \approx 0{,}2$, причем обе величины практически не зависят от α.

До сих пор мы предполагали, что нейтроны утечки имеют изотропное угловое распределение. В действительности это неверно для нейтронов вообще и тем более неверно для нейтронов утечки с энергией $E > 10$ *Мэв*, которым свойственна высокая степень анизотропии. При очень высоких энергиях ($E \approx 10$ *Гэв*) нейтроны имеют совершенно плоское угловое распределение [13], касательное к вершине атмосферы, в зените ($z = 0$) нейтроны отсутствуют. Связано это с тем, что при очень высоких энергиях нейтроны, образующиеся в столкновениях, летят в направлении движения родительского протона с точностью около 1°. Эти нейтроны практически совершенно не рассеиваются на своем пути из атмосферы. В связи с этим нейтроны утечки могут создаваться только в результате скользящих столкновений протонов с атмосферой, которые дают нейтроны, движущиеся по касательной к вершине атмосферы. Для средних энергий угловое распределение нейтронов утечки является промежуточным между изотропным и плоским. Ленчек и Зингер [12] учитывали эту поправку к угловому распределению при высоких энергиях, предполагая, что оно изотропно для $\xi(E) < z < 90°$, где ξ (60 *Мэв*) = 60° и ξ (200 *Мэв*) = 30°.

Если оценивать $\bar{\eta}$ для нейтронов таких больших энергий, то увидим, что δ-конус превращается в полый конус с внутренним углом, определяемым величиной $\xi(E)$ (см. рис. 4.3). При $E = 100$ *Мэв* $\bar{\eta}$ приблизительно вдвое меньше, чем при низких энергиях; при $E = 400$ *Мэв* $\bar{\eta}$ уменьшается почти в 10 раз.

Уравнение (4.2) можно решить приближенно [3] для интервала энергий от 10 до 80 *Мэв*, записав $dE/dt = vdE/dx$ с помощью следующих аппроксимаций:

$$dE/dx = -6{,}2 \cdot 10^{-21} \rho E^{-0{,}79}\ \text{Мэв/см}, \tag{4.5}$$

где ρ — концентрация воздуха в $см^{-3}$. Допустим, что решение имеет вид $N(E) = kE^{-n}$. Тогда с помощью уравнения (4.2) получаем

$$S(E) = \frac{cE^{-m}}{v\tau_n} = 1{,}1 \cdot 10^{-13} E^{-2{,}509} = \frac{d}{dE}\left[kE^{-n} \cdot 9 \cdot 10^{-12} \rho E^{-0{,}313}\right]. \tag{4.6}$$

Решая это уравнение, находим поток

$$\mathcal{J}(E) = vN(E) = \frac{1{,}1 \cdot 10^7}{\rho} E^{-0{,}72}. \tag{4.7}$$

Если в качестве средней по времени концентрации взять концентрацию кислорода $10^5\ см^{-3}$, то $\mathcal{J}(E) = 110\ E^{-0{,}72}$ *протон*/($см^2 \cdot сек \cdot$ *Мэв*). Начальный участок сплошной кривой на рис. 4.1 (малые энергии) построен именно по этой формуле.

Среднее время жизни τ_p таких протонов можно определить с помощью так называемой «модели дырявого ведра» [14]. Для такой модели (рис. 4.4) в равновесии

$$\text{Скорость наполнения} = \text{расход} = \frac{\text{содержимое}}{\tau_p}. \tag{4.8}$$

Теперь с помощью уравнения (4.2) мы можем определить время жизни частицы:

$$\tau_p = \frac{\text{содержимое}}{\text{скорость наполнения}} = \frac{N(E)}{S(E)} = \frac{E}{(n + 0{,}313)\frac{dE}{dx} v}. \tag{4.9}$$

После подстановки соотношения (4.5) в формулу (4.9) получаем

$$\tau_p = \frac{1{,}1 \cdot 10^{11}}{\rho\,(n + 0{,}313)}\, E^{1{,}313} \text{ сек}, \tag{4.10}$$

где энергия E выражена в *Мэв*, а плотность ρ—в $см^{-3}$. Используя уравнение (4.5) и полагая, что $n = 0{,}5$, получаем время жизни протонов в интервале энергий 10 *Мэв* $< E <$ 80 *Мэв* для высоты 1100 *км*: $\tau_p = 7{,}0 \cdot 10^5\, E^{1{,}313}$ *сек*. Зависимость τ_p от E на высоте 1100 *км* изображена на рис. 4.5. При других концентрациях кислорода время жизни τ_p меняется обратно пропорционально средней по времени концентрации. Следует отметить, что время жизни частицы есть некое среднее понятие, менее фундаментальное и значительное, чем понятие временно́й истории частицы. На подобное ограничение указывает, в частности, зависимость

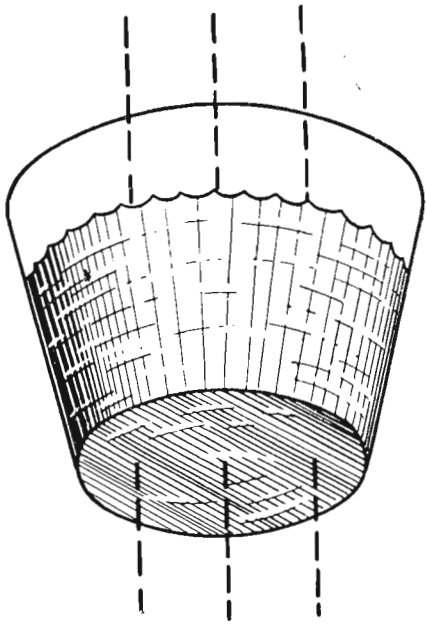


Рис. 4.4. «Модель дырявого ведра» для определения времени жизни частиц внутренней зоны радиации.

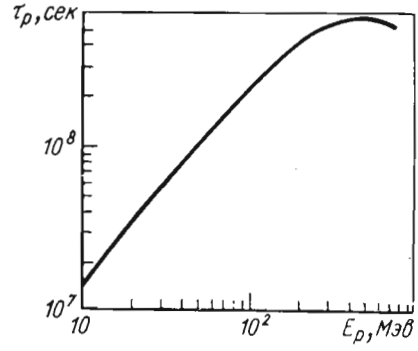


Рис. 4.5. Время жизни протонов внутреннего пояса, рассчитанное с учетом торможения и ядерных столкновений [3].

времени жизни протонов [см. уравнение (4.9)] от формы спектра источника $S(E)$. Такая зависимость обусловлена величиной n. Связь n с формой спектра $S(E)$ можно установить, переписав уравнение (4.6) в виде

$$N(E) = kE^{-n} = \frac{cE^{-m+1{,}313}}{\rho v \tau_n\,(-n - 0{,}313)\,6{,}2 \cdot 10^{-21}}. \tag{4.11}$$

Таким образом, n прямо пропорционально наклону спектра источника m. В том случае, когда источником является нейтронный распад, $m = 2$, так что $n = -1{,}17$. В общем случае, как следует из выражения (4.11), $n = m - 0{,}83$.

Время жизни можно вычислить иначе, определив его как время замедления частицы $T_{1/2}$ до половины первоначальной энергии

$$E_0 - E = \frac{E_0}{2} = \int \frac{dE}{dx}\, v dt = \left\langle \frac{dE}{dx}\, v \right\rangle T_{1/2}, \tag{4.12}$$

или

$$T_{1/2} = \frac{E}{2} \Big/ \left\langle \frac{dE}{dx}\, v \right\rangle. \tag{4.13}$$

Используя соотношение

$$\left\langle \frac{dE}{dx}\, v \right\rangle = 2{,}2 \cdot 10^{11} \rho E^{-0{,}313},$$

получаем

$$T_{1/2}=\frac{2{,}3\cdot 10^{10}}{\rho}E^{1{,}313}\ сек. \tag{4.14}$$

Случай $dE/dx=0$. Если потери частиц определяются процессами, которые протекают существенно быстрее торможения частиц, энергия протонов будет практически постоянной, и торможением можно пренебречь. К подобной ситуации мы приближаемся при энергии протонов $E>300$ *Мэв*. Для таких энергий почти все протоны испытывают ядерные столкновения прежде, чем они успеют затормозиться. Сечение неупругого столкновения протона высокой энергии с ядром атома кислорода составляет $3\cdot 10^{-25}$ *см*^{2}. Отсюда можно определить среднюю длину свободного пробега для ядерных взаимодействий:

$$\lambda=\rho/n\sigma=(2{,}67\cdot 10^{-23}\ г/атом)/(3{,}6\cdot 10^{-25}\ см^2/атом)=74\ г/см^2.$$

Пробег протона с энергией 300 *Мэв* в кислороде, обусловленный торможением, равен 135 *г/см*^{2}, следовательно, протоны таких высоких энергий испытают ядерные столкновения, прежде чем они существенно замедлятся. В таком случае уравнение (4.1) принимает вид

$$S(E)=L(E). \tag{4.15}$$

Член, ответственный за потери, можно представить в следующем виде:

$$L(E)=N(E)\,n\sigma v, \tag{4.16}$$

где n — концентрация атомов, *см*$^{-3}$. Отсюда получаем

$$N(E)=\frac{0{,}8\,\eta E^{-2{,}0}}{\gamma v\tau_n}\left(\frac{R}{R+h}\right)^3\frac{1}{n\sigma v}. \tag{4.17}$$

Подставляя численные значения, получаем

$$\mathcal{J}(E)=vN(E)=4{,}2\cdot 10^6 E^{-2{,}54}\ протон/(см^2\cdot сек\cdot Мэв). \tag{4.18}$$

Мы получим асимптотическое выражение для $N(E)$ при высоких энергиях, когда торможение не играет роли. Оно хорошо выполняется для энергий, превышающих 300 *Мэв*, ниже 300 *Мэв* торможение все еще существенно.

Уравнение (4.1) в общем виде было решено в работе [3], это решение представлено на рис. 4.1 сплошной кривой. В области выше 300 *Мэв* оно хорошо согласуется с уравнением (4.15), ниже 80 *Мэв* кривая в точности соответствует уравнению (4.7). Полученное решение не требует специальной нормировки; в теории отсутствуют какие-либо подгоночные параметры, и сравнение расчетов с экспериментом производится непосредственно.

Выше 200 *Мэв* экспериментальная кривая спадает круче расчетной. Можно привести по крайней мере три объяснения этого факта. Во-первых, для таких энергий не очень хорошо известна интенсивность нейтронного источника. Имеются только оценки нейтронного потока, непосредственные измерения отсутствуют. Во-вторых, угловое распределение таких нейтронов более плоское, чем при низких энергиях. Это может привести к уменьшению коэффициента инжекции $\bar{\eta}$ по сравнению с типичным значением 0,3 на величину, соответствующую расхождению кривых на рис. 4.1. В-третьих, высокоэнергичные протоны не захватываются так устойчиво, как протоны низких энергий. С увеличением энергии протона растет его ларморовский радиус; приближение Альвена для рассмотрения движения частиц становится все менее и менее справедливым, и следует пользоваться общими уравнениями движения или теорией Штермера.

В результате исследований потерь частиц в магнитных ловушках (проект «Шервуд» Комиссии по атомной энергии) теоретически [15] и экспериментально [16] было показано, что конус потерь эффективно возрастает для частиц высоких энергий (в этом случае теоретическое рассмотрение проводится путем интегрирования уравнений движения) по сравнению со своей величиной для

частиц малых энергий (для которых справедливо приближение Альвена). Выше некоторой критической энергии частицы вообще не будут захватываться. Эта идея была положена в основу полуколичественного объяснения малочисленности захваченных протонов высоких энергий (и недостатка захваченных протонов во внешнем поясе). Расчеты критической энергии захвата, выполненные недавно с использованием истинного геомагнитного поля вместо поля диполя, показали, что критическая энергия существенно снижается при учете недипольных компонент поля Земли.

Приблизительно ниже 40 *Мэв* расчетный спектр протонов также отличается от экспериментального (см. рис. 4.1). Недостаток протонов низких энергий можно объяснить двумя способами. Возможно, что в интервале энергий от 20 до 50 *Мэв* в действительности нейтронов меньше, чем ожидается от нейтронного источника в соответствии с уравнением (3.5). Мощность источника измерялась в окрестности 15 и 100 *Мэв*, в промежуточной области возможна некоторая структура формы спектра, которая не наблюдалась в экспериментах. Как предполагают Фреден и Уайт [2], эта область, возможно, соответствует большому сечению поглощения кислорода, что может привести к наблюдаемому эффекту.

Спад интенсивности потоков со временем. В период с августа 1961 г. по июнь 1964 г. Фильц и Хоулман [19] с помощью эмульсий, установленных на спутниках с полярной орбитой, изучали временную зависимость и высотные вариации протонов с энергией 55 *Мэв*. По методу, описанному ниже в настоящей главе, они определили атмосферные шкалы высот. Найденные ими значения H являются вполне разумными. Наиболее интересная часть их исследований — это обнаружение нестационарной протонной концентрации на низких высотах, возникшей в результате ядерного взрыва (операция «Морская звезда».) Сам взрыв не создавал протонов этих энергий, но, очевидно, он вызвал перераспределение некоторой части уже захваченных протонов.

В табл. 4.1 приведены результаты измерений Фильца и Хоулмана до и после взрыва. Для объяснения полученных результатов достаточно, чтобы экваториальный питч-угол изменился всего лишь на величину порядка одного градуса. Распад нестационарной протонной заселенности наблюдался авторами на протяжении двух лет (рис. 4.6).

Таблица 4.1

Изменение потока протонов, последовавшее за операцией «Морская звезда» в июле 1962 г. [19]

Высота H_c, *км*	Поток $\mathcal{J}$*, *протон/(м²·сек·Мэв)*			ΔH**, *км*	$\Delta\alpha$***, *град*	ΔB****, γ
	до взрыва $\mathcal{J}_0$	после взрыва $\mathcal{J}_1$	$\Delta\mathcal{J}/\mathcal{J}_0\cdot 100\%$			
278	26	197±22	660	145	1,6	320
388	130	630±138	380	150	1,8	360
444	248	898±85	260	136	1,6	320
544	658	1685±125	160	118	1,5	300
665	1750	2790±200	60	70	0,9	180

* $\mathcal{J}_0 = 4{,}3\cdot 10^{-11}\ (Hc)^{4{,}82}$; $\mathcal{J}^1$—измеренный поток.

** ΔH—эквивалентное увеличение высоты; $H_c + \Delta H$—высота, на которой поток до взрыва равен потоку после взрыва на высоте Hc : $\mathcal{J}_0\ (H_c + \Delta H) = \mathcal{J}_1\ (H_c)$.

*** $\Delta\alpha$—эквивалентное изменение экваториального питч-угла на оболочке $L = 1{,}4$; $\mathcal{J}_0\ (\alpha + \Delta\alpha) = \mathcal{J}_1\ (\alpha)$.

**** ΔB—поперечное приращение экваториального магнитного поля, необходимое для изменения питч-угла на величину $\Delta\alpha$.

Можно рассчитать динамику распада вспышки протонов, созданных источником высотного ядерного взрыва. Исследуя распад нестационарной заселенности, Рей [20] использовал видоизмененную форму уравнения (4.1):

$$\frac{d}{dt}\left(j\,\frac{dE}{dx}\right) = \frac{dE}{dx}\,p^2 G, \qquad (4.19)$$

где G — мощность источника на единицу объема фазового пространства; p — импульс частицы. При $G = 0$ распад нестационарной вспышки описывается уравнением

$$j\frac{dE}{dx} = j_0\left(\frac{dE}{dx}\right)_0, \tag{4.20}$$

которое с использованием выражения (4.5) дает

$$\frac{j(E)}{j_0(E_0)} = \left(\frac{E}{E_0}\right)^{0,79}. \tag{4.21}$$

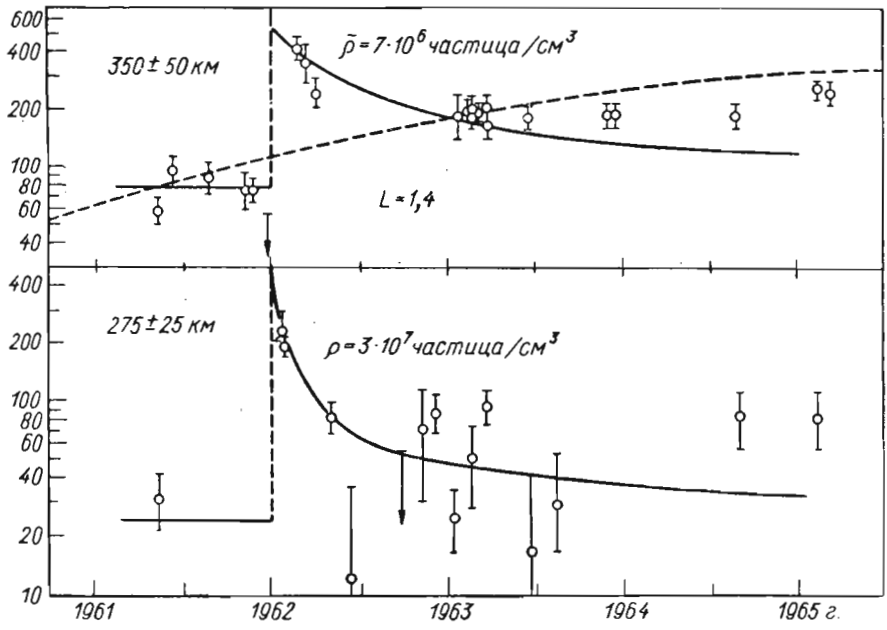


Рис. 4.6. Временная вариация протонов с $E = 55$ *Мэв* для двух высот во внутренней зоне, иллюстрирующая распад искусственного пояса, созданного ядерным взрывом (операция «Морская звезда», июль 1962 г.). Сплошные кривые — результаты расчета распада пояса [19]; штриховая — солнечно-циклические изменения потока протонов [28], соответствующие высоте $h_{\text{мин}} \approx 330$ *км*. По оси ординат: $d\mathcal{J}/dE$, *протон*/(*см*$^2\cdot$*сек*$\cdot$*Мэв*).

Воспользуемся теперь соотношением

$$\frac{dE}{dt} = -3{,}5\cdot10^{11}\rho E^{-0,313} \tag{4.22}$$

и проинтегрируем его:

$$E_0 = (E^{1,313} + 4{,}6\cdot10^{11}\rho t)^{1/1\,|313}. \tag{4.23}$$

Полагая

$$j_0(E_0) = kE_0^{-n} = k\left(E^{1,313} + 4{,}6\cdot10^{11}\rho t\right)^{-n/1,313}, \tag{4.24}$$

что эквивалентно соотношению

$$j(E, 0) = kE^{-n}, \tag{4.25}$$

с помощью уравнения (4.21) получаем

$$j(E, t) = \frac{kE^{0,79}}{(E^{1,313} + 4{,}6\cdot10^{11}\rho t)^{(n+0,79)/1,313}} \tag{4.26}$$

или

$$\frac{j(E,t)}{j(E,0)} = (1 + 4{,}6 \cdot 10^{11}\, \rho t E^{-1{,}313})^{-(n+0{,}79)/1{,}313}. \qquad (4.27)$$

Считая в этом уравнении наклон энергетического спектра $n = 1/2$ ($E = 55$ *Мэв*), авторы работы [19] получили кривую распада, изображенную на рис. 4.6.

Протоны, образованные нейтронами полярных шапок. На Землю довольно часто приходят протоны, образованные при солнечных вспышках. Эти протоны имеют энергии вплоть до нескольких сотен мегаэлектронвольт и могут достигать Земли только в полярных областях. Магнитное поле Земли выталкивает

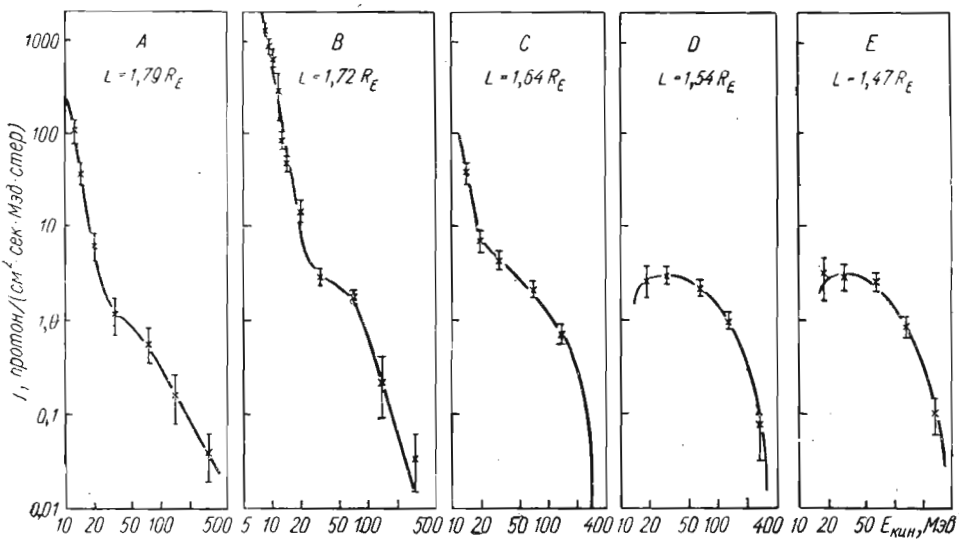


Рис. 4.7. Энергетические спектры высокоэнергичных протонов внутренней зоны в различных точках (см. табл. 4.2). Большой поток протонов с энергией $E > 30$ *Мэв* на оболочках $L > 1{,}6$ невозможно объяснить механизмом КРАНД [5].

их из экваториальной зоны. При взаимодействии этих протонов с атмосферой вблизи полюсов создаются нейтроны. Распад образованных таким образом нейтронов является дополнительным источником энергических протонов внутренней зоны радиации. Такие нейтроны отличаются от нейтронов, созданных протонами галактических космических лучей. Во-первых, они обладают более низкой средней энергией, так как образованы менее энергичными протонами. Во-вторых, в связи с тем, что солнечные протоны достигают Земли только в области полярных шапок ($\gamma > 60°$), геометрия нейтронного источника существенно отличается от геометрии источника в случае протонов галактических космических лучей.

Ногль и Ниффен [5] измерили энергетический спектр захваченных протонов с помощью ядерных эмульсий в области $1{,}47 < L < 1{,}79$. Полученные ими результаты представлены на рис. 4.7. Для $L < 1{,}6$ энергетический спектр очень похож на спектр Фредена и Уайта (см. рис. 4.1). Армстронг и др. [4] полагают, что взаимодействием солнечных протонов в полярных шапках можно объяснить определенные черты измеренных спектров захваченных протонов; Ногль и Ниффен считают, что, возможно, нейтронный источник, локализованный в полярных шапках, ответствен за низкоэнергичную компоненту при $L > 1{,}6$. (Драгт и др. [23] вводят термин «СПАНД-источник»*.) Ленчек [21], пытаясь выяснить происхождение протонов низких энергий, обнаруженных

* SPAND — solar proton albedo neutron decay — распад нейтронов альбедо, образованных солнечными протонами. — *Прим. перев.*

Ноглем и Ниффеном, рассчитал поток захваченных протонов, образованных нейтронами полярных шапок. Он предположил, что энергетический спектр нейтронов имеет вид

$$N(E) = ke^{-E/4}, \tag{4.28}$$

где E — энергия в мегаэлектронвольтах, и рассчитал скорость образования нейтронов Q в атмосфере на глубине h и на широте λ':

$$Q(h, \lambda', E) = \sigma I(\lambda', h) N(E), \tag{4.29}$$

где σ — сечение образования нейтронов, а $I(\lambda', h)$— интенсивность протонов. Поток нейтронов утечки j_n для угла зенита z определяется из этой формулы интегрированием по наклонному пути к вершине атмосферы:

$$j_n = \frac{1}{4\pi \cos z} \int_0^{-\infty} Q(h, \lambda', E)\, e^{-h/l \cos z}, \tag{4.30}$$

где l — длина ослабления нейтронов.

Для того чтобы найти поток захваченных протонов, нужно вычислить коэффициент инжекции $\bar{\eta}$ для распада нейтронов полярных шапок. Такие вычисления были выполнены в работе [21]; они аналогичны расчетам, приведенным в начале этой главы, но в них учитывается то обстоятельство, что нейтронный источник ограничен полярными областями Земли.

Значения $\bar{\eta}$, рассчитанные для точек, в которых Ногль и Ниффен измеряли спектр протонов, приведены в табл. 4.2. Примечательно, что $\bar{\eta} = 0$ для точек D и E. Ногль и Ниффен не обнаружили пика протонов низких энергий в этих точках. Это наводит на мысль, что полярные нейтроны определенно создают протоны малых энергий, наблюдаемые в точках A и B (как мы увидим позднее, в настоящее время общее мнение склоняется к тому, что эти протоны в точках A и B обязаны своим происхождением не солнечным протонам).

Таблица 4.2

Расчетные значения коэффициента инжекции

Точка	Высота, км	L, R_E	B, гс	$\bar{\eta}$
A	1600	1,79	0,231	0,15
B	1884	1,72	0,198	0,10
D	1600	1,54	0,209	0
E	1400	1,47	0,223	0

Ленчек [21] рассчитал поток захваченных протонов, образуемых нейтронами полярных шапок. Он рассмотрел поток, который может создаваться в результате одного значительного по своим масштабам акта солнечной активности, и пришел к выводу, что он слишком мал для того, чтобы его можно было измерить; однако суперпозиция многих таких актов может привести к измеримому эффекту. По его оценкам, поток солнечных протонов с энергией $E > 10$ *Мэв*, усредненный за 5 лет, составляет $j = 10$ *протон*/(*см*^{2}·*сек*·*стер*). Это приблизительно в 100 раз больше потока протонов галактических космических лучей, что довольно хорошо согласуется с данными Фрира и Веббера.

Подставляя этот поток в уравнение непрерывности (4.2)

$$j(E) = \frac{1{,}7 \cdot 10^5\, \bar{\eta}\, \bar{j}\, F(E)}{\rho} \tag{4.31}$$

и полагая $F(E) \approx 0{,}5$ для 10 *Мэв*, а концентрацию водорода $\rho = 10^3$ *см*$^{-3}$, получаем

$$j(10) \approx 100 \text{ протон}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер} \cdot \text{Мэв}). \tag{4.32}$$

Вычисленное значение потока хорошо согласуется с результатами наблюдений.

Итак, если замедление является основным механизмом потерь, а время жизни протона с $E = 10$ *Мэв* в точках A и B (см. табл. 4.2) порядка 100 лет,

то поток протонов низких энергий, наблюдаемый на оболочках $L > 1{,}6$, может быть обусловлен полярными нейтронами и связан с последовательностью актов солнечно-протонной активности, происходящих в течение нескольких лет. В таком случае низкоэнергетичный поток должен представлять собой квазипермanентную характеристику захваченной радиации. На малых высотах заселенность протонов низких энергий должна распадаться в промежутках между актами солнечно-протонной активности. В точках A и B (см. табл. 4.2) поток малоэнергичных протонов должен быть постоянным.

В настоящее время распространенным является мнение (к нему склоняется, например, Ленчек [22]) о том, что солнечные протоны не создают захваченных протонов малых энергий, которые наблюдали Ногль и Ниффен, и для объяснения их происхождения нужно привлечь какой-то новый источник. До сих пор для оценки потоков захваченных протонов мы пользовались приближенными моделями.

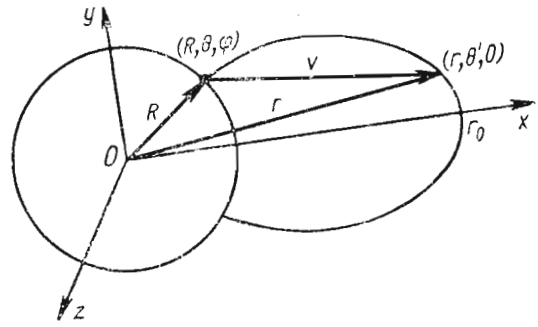


Рис.4.8. Геометрия процесса инжекции при нейтронном распаде.

Использование коэффициента инжекции было необходимо для грубых оценок потоков захваченных протонов, но введение такого коэффициента—это лишь аппроксимация, которая предполагает изотропию потока в пределах определенного угла и не позволяет непосредственно учитывать широтные вариации нейтронного источника.

Вполне корректный метод расчета инжекции при нейтронном распаде был разработан Драгтом и др. [23] и Хессом и Киллином [24].

На рис. 4.8 изображена схема [24], согласно которой нейтроны возникают на единичной площадке поверхности Земли в точке (R, θ, φ) и распадаются в точке $(r, \theta', 0)$, причем

$$\left.\begin{aligned} \mathbf{R} &= R\,(\mathbf{i}\sin\theta\cos\varphi + \mathbf{j}\cos\theta\cos\varphi + \mathbf{k}\sin\varphi);\\ \mathbf{r} &= r\,(\mathbf{i}\sin\theta' + \mathbf{j}\cos\theta');\\ \mathbf{v} &= \mathbf{r} - \mathbf{R}. \end{aligned}\right\} \tag{4.33}$$

Угол зенита z для нейтронов можно определить из соотношения

$$\mathbf{vR} = vR\cos z, \tag{4.34}$$

откуда находим

$$\cos z = \frac{r\cos\varphi\cos(\theta'-\theta) - R}{[r^2 + R^2 - 2rR\cos\varphi\cos(\theta'-\theta)]^{1/2}}. \tag{4.35}$$

Если нейтрон распадается в точке $(r, \theta', 0)$, то местный питч-угол α протона определяется уравнением

$$\cos\alpha = \mathbf{tv}/|\,\mathbf{v}\,|, \tag{4.36}$$

где $\mathbf{t} = d\mathbf{r}/dl$—единичный вектор, касательный к силовой линии, а $\mathbf{v}/|\,\mathbf{v}|$—единичный вектор в направлении инжекции протона. Уравнение силовой линии поля диполя имеет вид

$$r = r_0\sin^2\theta'. \tag{4.37}$$

Таким образом,

$$dl = [(dr)^2 + r^2\,(d\theta')^2]^{1/2} = r_0\sqrt{1 + 3\cos^2\theta'}\sin\theta'\,d\theta'. \tag{4.38}$$

Если мы напишем

$$\mathbf{r} = r_0 (\mathbf{i} \sin^3 \theta' + \mathbf{j} \sin^2 \theta' \cos \theta'), \tag{4.39}$$

то

$$d\mathbf{r} = r_0 [\mathbf{i}\, 3 \sin^2 \theta' \cos \theta' + \mathbf{j} (2 \sin \theta' \cos^2 \theta' - \sin^3 \theta')]\, d\theta' \tag{4.40}$$

и можно найти

$$\mathbf{t} = d\mathbf{r}/dl. \tag{4.41}$$

В таком случае питч-угол определяется выражением

$$\cos \alpha = \frac{2r \cos \theta' + R \cos \varphi [\cos \theta - 3 \cos \theta' \cos (\theta' - \theta)]}{v \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta'}}. \tag{4.42}$$

Концентрация протонов в точке $(r,\ \theta',\ 0)$ от распада нейтронов в точке $(R,\ \theta,\ \varphi)$ определяется по формуле

$$n (\theta, \varphi, L, \theta') = \frac{kF_1 (\cos z)\, F_2 (\theta)\, F_3 (E)}{v \tau_n \nu^2}, \tag{4.43}$$

где $F_1(\cos z)$ — угловое распределение нейтронов утечки, которое для нейтронов полярных шапок с энергией $E < 10$ *Мэв* можно найти у Лингенфельтера [25], а при более высоких энергиях можно оценить; $F_2(\theta)$ — широтное распределение нейтронного источника; $F_3(E)$ — энергетический спектр нейтронов утечки.

Если выражение (4.43) проинтегрировать по поверхности Земли, то получим полный выход протонов в точке $(r,\ \theta',\ 0)$:

$$\bar{n} (\theta', L, \theta_m) = \int n (\theta, \varphi, L, \theta')\, R^2 \sin \theta\, d\theta\, d\varphi. \tag{4.44}$$

Зная плотность протонного источника, найдем плотность точек отражения $M(L,\ \lambda)$. Для этого воспользуемся соотношением

$$\chi = \cos \alpha = \frac{v_\parallel}{v} = \sqrt{1 - \lambda B},$$

где

$$\lambda = \sin^2 \alpha / B. \tag{4.45}$$

Следовательно,

$$d\chi = -\frac{1}{2} B (1 - \lambda B)^{-1/2}\, d\lambda. \tag{4.46}$$

Число протонов, инжектируемых в элемент объема $dA'dl'$ в точке θ' силовой линии, принадлежащей L-оболочке, которые имеют направление скорости в интервале от χ до $\chi + d\chi$, равно $\bar{n}(L,\ \theta',\ \theta) dA'dl'd\chi$. Элемент dA' — площадь поперечного сечения силовой трубки; dl' — элемент длины вдоль силовой линии. Частицы будут отражаться возрастающим магнитным полем в объеме $dAdl$, содержащем зеркальную точку. Если M обозначает плотность точек поворота, то

$$dM = \frac{\bar{n} (L, \theta', \theta_m)\, dA'\, dl'\, d\chi}{dA\, dl}. \tag{4.47}$$

Далее, мы можем написать

$$dA = \frac{B (L, \theta')}{B (L, \theta_m)}\, dA'. \tag{4.48}$$

В точке поворота $v_\parallel = 0$, так что

$$\lambda = \frac{1}{B (L, \theta_m)}. \tag{4.49}$$

Элемент dl связан с приращением скорости:

$$dl = \frac{dl}{d\lambda}\, d\lambda. \tag{4.50}$$

Из уравнения (4.49) мы получаем

$$\frac{d\lambda}{dl} = -B^{-2}(L, \theta_m)\left(\frac{dB}{dl}\right)_{\theta_m}. \tag{4.51}$$

Теперь с помощью уравнений (4.47)—(4.51) найдем

$$dM = \frac{1}{2} B^{-1}(L, \theta_m)\left(\frac{dB}{dl}\right)_{\theta_m}\left[1 - \frac{B(L, \theta')}{B(L, \theta_m)}\right]^{-1/2} \bar{n}(L, \theta', \theta_m)\, dl'. \tag{4.52}$$

Если просуммировать вклады в плотность зеркальных точек для θ_m по всем источникам, то получается

$$M(L, \theta_m) = \frac{1}{2} B^{-1}(L, \theta_m)\left(\frac{dB}{dl}\right)_{\theta_m} \int_0^{\theta_m} \bar{n}(L, \theta', \theta_m)\left[1 - \frac{B(L, \theta')}{B(L, \theta_m)}\right]^{-1/2} dl'. \tag{4.53}$$

Мы получили величину, которую в действительности нужно подставлять в уравнение непрерывности (4.2). Обычно считают, что зеркальная точка протона не изменяется в течение его времени жизни, поскольку торможение для протонов го раздо более существенно, чем рассеяние. При кулоновском рассеянии заряженных частиц средний квадратичный угол рассеяния

$$\theta_{\text{ср. кв}} \approx 1/p^2, \tag{4.54}$$

где p — релятивистский импульс частицы. Если для протона с энергией 100 *Мэв* пробег равен 8,6 *г/см*^{2}, то с помощью уравнения (3.20) можно оценить угол рассеяния:

$$\theta_{\text{ср. кв}} \approx 0{,}5\left[\frac{8{,}6}{0{,}04}\left(\frac{1{,}4}{450}\right)^2\right]^{1/2} \approx$$
$$\approx 0{,}02 \text{ рад} \approx 1^\circ, \tag{4.55}$$

так что рассеянием протона можно пренебречь.

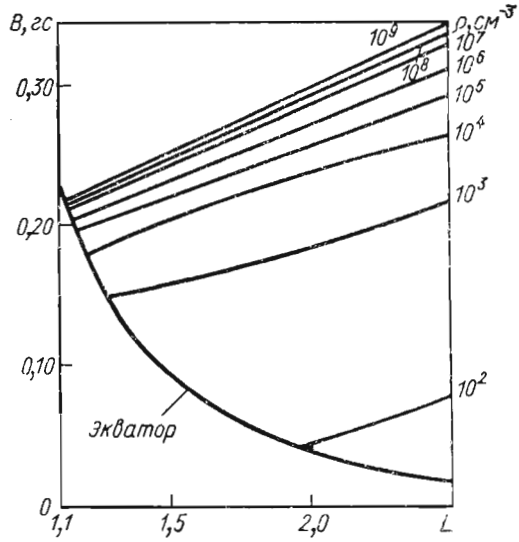


Рис. 4.9. Расчетная средняя концентрация атмосферы, просуммированная по всем сортам частиц и выраженная в эквивалентных единицах атомов кислорода. [Модель атмосферы Харриса и Пристера, усредненная по времени (за сутки), долготе и по колебаниям вдоль силовых линий.]

Протоны, отражающиеся в одной и той же точке, взаимодействуют со слоем атмосферы одной и той же средней плотности ρ, и их можно рассматривать как единую группу частиц. Можно рассчитать равновесную плотность зеркальных точек $W(L, \theta_m)$ для случая непрерывного источника, если время жизни вычислить по формуле (4.10), в которую нужно подставить среднюю концентрацию атмосферы ρ из уравнения (4.66), усреднив ее по солнечному циклу. Графики для средней концентрации воздуха представлены на рис. 4.9 [28]. Равновесная плотность точек отражения определяется соотношением

$$W(L, \theta_m) = \tau(L, \theta_m) M(L, \theta_m). \tag{4.56}$$

С помощью этого выражения можно определить всенаправленную плотность захваченных частиц $N(L, \theta)$ следующим образом. Число частиц с зеркальными точками в объеме $dA_m dl_m$, выделенном вокруг точки θ_m, равно

$M(\theta_0, \theta_m) dA_m dl_m$. В элементе объема длиной dl и сечением dA, выделенном в точке θ, эти частицы проводят время $dl/v_\parallel(\theta)$. Число частиц с зеркальными точками в объеме $dA_m dl_m$, выделенном в точке θ_m, которые попадают в объем $dA dl$ в точке θ, равно

$$\frac{dl}{v_\parallel(\theta)\,\tau_B(L, \theta_m)} M(L, \theta_m)\, dA_m\, dl_m.$$

Частицы, отражающиеся в точке θ, изменяют концентрацию в точке θ_m на величину

$$dN = \frac{dl}{v_\parallel(\theta)\,\tau_B(L, \theta_m)} M(L, \theta_m) \frac{dA_m\, dl_m}{dA\, dl}. \qquad (4.56а)$$

Вспомним, что $dA = dA_m B(L, \theta_m)/B(L, \theta)$. Вклад в концентрацию при данном θ могут давать только те частицы, у которых точки отражения лежат ниже θ, следовательно,

$$N(L, \theta) = B(L, \theta) \int_{\theta}^{\theta_0} \frac{M(L, \theta_m)}{B(L, \theta_m)\, v\tau_B(L, \theta_m)} \frac{dl_m}{\left[1 - \dfrac{B(L, \theta)}{B(L, \theta_m)}\right]^{1/2}}. \qquad (4.56б)$$

Развитый формализм был применен к задаче о солнечных протонах, бомбардирующих полярные шапки и генерирующих нейтроны, которые при распаде создают захваченные протоны.

Используя распределение солнечных протонов

$$d\mathcal{J}/dp = 2e^{-p/125}, \qquad (4.56в)$$

полученное Лингенфельтером [25] в результате усреднения спектра жесткости по солнечному циклу, Хесс и Киллин [24] рассчитали стационарный поток протонов с энергией $E = 2$ *Мэв*, создаваемых нейтронами полярных шапок (рис. 4.10). Эти потоки оказались намного меньше потоков, полученных Ленчеком, хотя они обусловлены по существу тем же самым потоком солнечных протонов, падающим на полярную шапку. Частично это расхождение связано с геометрией расчета распада и захвата. Ленчек использовал зенитное угловое распределение вида $f(z) \sim 1/\cos z$, в то время как Хесс и Киллин исходили в своих расчетах из формулы

$$f(z) = \cos z \left(1 + \frac{2}{3}\cos z\right).$$

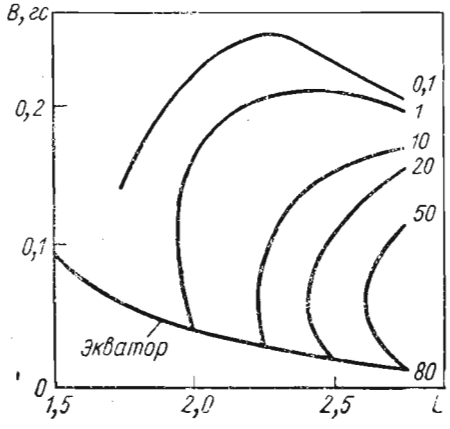


Рис. 4.10. Расчетный поток протонов $\mathcal{J}_p$ ($E = 2$ *Мэв*) внутренней зоны, образованных распадом нейтронов альбедо, созданных солнечными протонами (механизм СПАНД). Приведены стационарные значения выхода захваченных протонов, образованных нейтронами полярных шапок, усредненные по солнечному циклу. Для $E = 10$ *Мэв* поток составляет 1/5 величины, указанной на этом рисунке [24]. Справа по оси ординат: $d\mathcal{J}/dE$, *протон*/(*см*^{2}·*сек*·*Мэв*).

Поскольку углы зенита при заселении оболочки $L = 1{,}75$ в результате распада составляют около 85°, указанные распределения должны дать результаты, отличающиеся друг от друга примерно в 100 раз. Кроме того, Ленчек использовал заниженные значения плотности атмосферы и, следовательно, более длительные времена жизни по сравнению с принятыми в настоящее время. Расчеты Драгта и др. [23] и Хесса и Киллина [24], так же как и недавняя работа Ленчека [22], показали, что механизм СПАНД, по-видимому, не может объяснить спектр протонов в области малых энергий, полученный Ноглем и Ниффеном.

Хесс и Киллин исследовали также протонную заселенность, которая может создаваться распадом нейтронов альбедо, образованных протонами галактических космических лучей (Драгт и др. предложили присвоить этому механизму название КРАНД*).

Используя расчеты нейтронного источника [25], и зависимость плотности атмосферы (см. рис. 4.9), они получили поток захваченных протонов с энергией $E_p = 50$ *Мэв*, который показан на рис. 4.11. Вблизи экватора расчетные потоки приблизительно в три раза меньше измеренных потоков протонов. Трудно сказать, сколь существенно это различие. Атмосферная плотность водорода, важная в этих расчетах, известна не лучше, чем с точностью до множителя три. Драгт и др. [23] использовали модель атмосферы, содержащей больше водорода, чем в модели Хесса и Киллина, которые воспользовались расчетами плотности водорода, выполненными Кошаром и Николе [26]. Драгт и др. получили соответственно более низкие потоки захваченных протонов. В результате расчетов они пришли к выводу, что захваченные протоны радиационного пояса с энергией $E > 20$ *Мэв* можно объяснить КРАНД-инжекцией и потерями в атмосфере только при условии, что отношение потока нейтронов альбедо к средней плотности атмосферы, с которой взаимодействуют захваченные протоны, будет в 50 раз больше тех значений, которые были использованы в их работе.

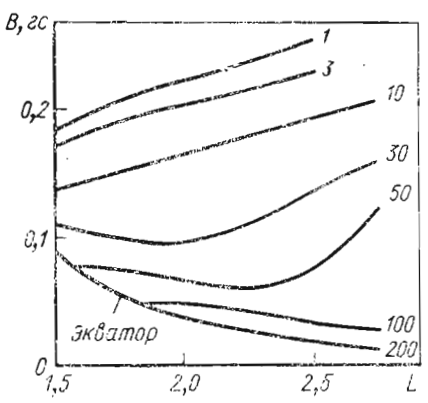


Рис. 4.11. Расчетный поток протонов внутренней зоны, образованных механизмом КРАНД, связанным с галактическими космическими лучами [24]. Справа по оси ординат: dJ/dE, *протон*/(*см*^{2}·*сек*·*Мэв*).

В этом пункте авторы приводят потоки протонов на малых высотах на достаточном удалении от экватора, для которых имеются два расчета, дающие сходные результаты. Внеэкваториальные расчетные потоки оказались в 10 раз меньше, чем это необходимо для согласия с экспериментальными данными. Таким образом, для объяснения явлений, происходящих на достаточном удалении от экватора, необходимо рассматривать другие процессы или источники.

По мнению Хесса и Киллина, источник КРАНД достаточно интенсивен для того, чтобы создавать захваченные протоны вблизи экватора. А если это так, то процесс медленной диффузии в пространстве питч-углов может перемещать частицы вниз по силовым линиям, и таким образом можно объяснить внеэкваториальные потоки.

В настоящее время эта проблема не решена. Тот факт, что расчетный энергетический спектр (см. рис. 4.1) согласуется с измеренным спектром, доказывает механизм КРАНД. Вне экватора, несомненно, кроме механизма КРАНД и атмосферных потерь нужно искать какие-то другие процессы.

Хесс и Киллин рассматривали также в качестве одного из возможных источников протонов внутреннего пояса распад солнечных нейтронов. Используя нейтронные потоки [25], они показали, что солнечные нейтроны не играют важной роли в образовании пояса.

Фреден и др. [27] с помощью спутника 1964-45А измерили энергетический спектр протонов в области от 10 до 200 *Мэв* во всей внутренней зоне. Результаты их измерений приведены на рис. 4.12. Большие потоки протонов в области $E_p < 50$ *Мэв*, которые четко проявляются в измерениях, невозможно объяснить механизмами КРАНД и СПАНД. Нужно искать какие-то дополнительные источники, природа которых в настоящее время еще не ясна.

---

* CRAND — cosmic-ray proton albedo neutron decay—распад нейтронов альбедо, образованных протонам космических лучей.

Солнечно-циклические изменения. Одной из характерных черт высокоэнергичной протонной компоненты радиационного пояса является его постоянство во времени. Измерения, проведенные после солнечной вспышки [2], дали по существу те же самые потоки протонов, что и до вспышки. На «Эксплорере-7» были замечены медленные изменения количества протонов [7] в области

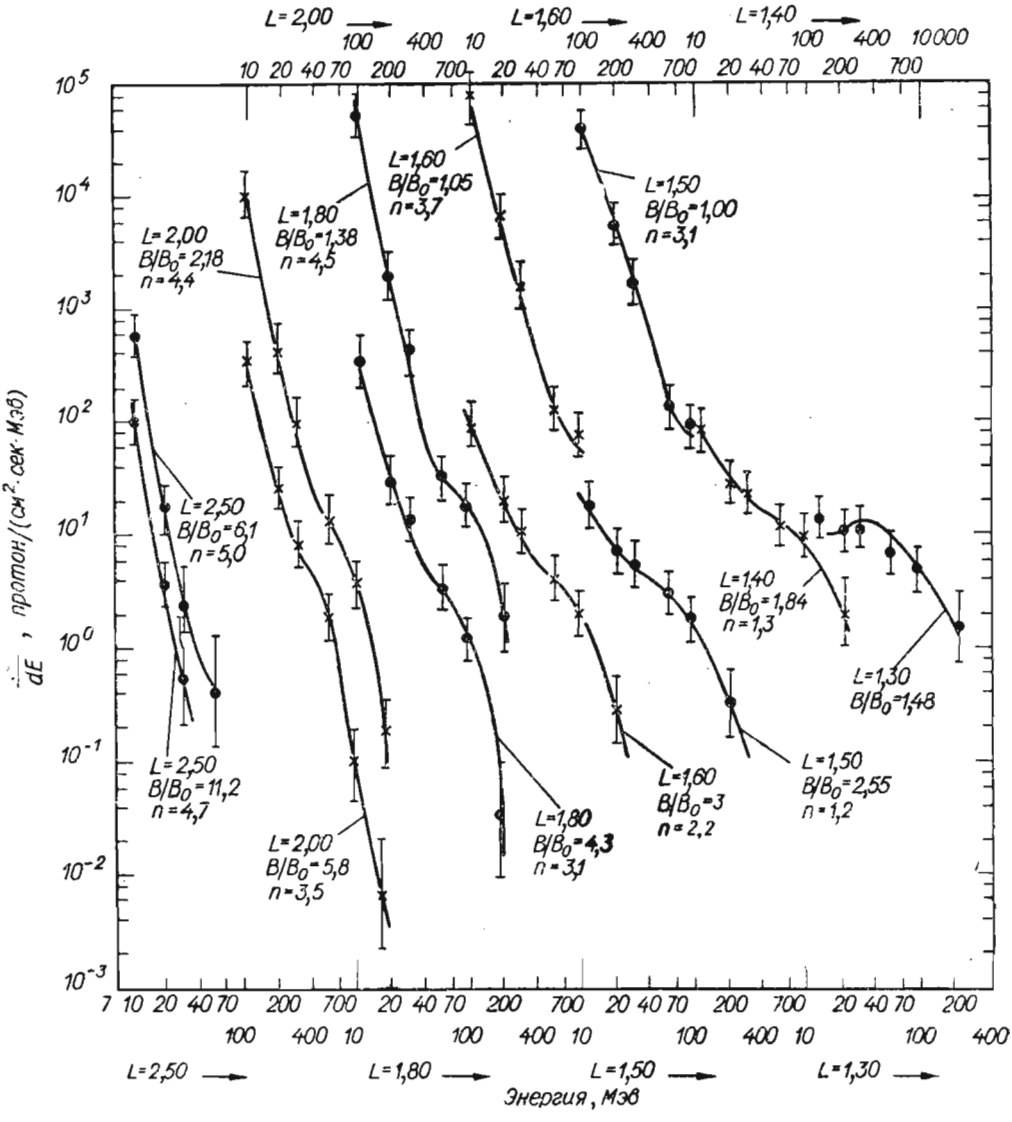


Рис. 4.12. Измеренный энергетический спектр протонов в различных точках внутренней зоны.

$L < 1{,}6$. Сначала было высказано предположение, что такие изменения означают невозможность образования всех протонов внутренней зоны за счет нейтронов; впоследствии выяснилось, что это не так. Медленные изменения протонной компоненты, по-видимому, обусловлены изменениями потока галактических космических лучей в течение солнечного цикла, а также, что более существенно, изменениями плотности верхних слоев атмосферы на протяжении солнечного цикла.

Для рассмотрения возможных изменений протонной заселенности в области $L < 1{,}6$ Бланшар и Хесс [28] воспользовались уравнением непрерывности в следующей форме:

$$\frac{dN(E,t)}{dt} = S(E,t) - L(E,t) + \frac{d}{dE}\left[N(E,t)\frac{dE(t)}{dx}v\right]. \tag{4.57}$$

В качестве члена $S(E, t)$, описывающего источник, они выбрали интенсивность нейтронного распада в период максимума солнечной активности $S(E)$, умноженную на функцию времени $f(t)$, учитывающую солнечно-циклические вариации потока галактических космических лучей:

$$S(E,t) = \frac{0{,}8\,\eta E^{-2{,}0}}{v\tau_n}\left(\frac{R}{R+h}\right)^3 f(t), \tag{4.58}$$

где $f(t)$ меняется в пределах от 1,0 до 1,25 соответственно для минимума и максимума солнечной активности.

Ядерные столкновения определяют потери

$$L(E,t) = N(E,t)\,v\sum_i \sigma_i \bar{\rho}_i(t), \tag{4.59}$$

где $\bar{\rho}_i(t)$ — усредненная концентрация i-й компоненты атмосферы (O_2, O, N_2 или He), а σ_i — соответствующее сечение неупругих столкновений (сечение предполагалось геометрическим). Далее, можно написать

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho(t)}{2{,}69\cdot 10^{19}}\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{норм.усл}}, \tag{4.60}$$

где $\rho(t)$ — усредненная концентрация атмосферы в эквивалентных кислородных единицах. Временные изменения $\bar{\rho}_i(t)$ и $\rho(t)$ на протяжении солнечного цикла являются основной причиной вариаций протонной заселенности.

Для определения средней плотности атмосферы, необходимой для расчета скорости потерь захваченных протонов за счет рассеяния, использовалась теоретическая модель верхней атмосферы, разработанная Харрисом и Пристером [29]. Эта модель дает временную зависимость как для солнечно-циклических, так и для суточных атмосферных вариаций. Она хорошо согласуется с рядом измерений плотности по торможению спутников [30—32] и недавно была проверена в экспериментах на «Эксплорере-18» [33]. Эта модель атмосферы дает наиболее полное в настоящее время описание временной зависимости атмосферных плотностей и хорошо согласуется с современными экспериментальными данными.

Прежде всего было проведено усреднение модели Харриса и Пристера по местному времени. Мы будем рассматривать протоны, которые живут достаточно долго, так что они многократно встречают полуденный максимум и полуночный минимум плотности и их поведение определяется некоторой средней величиной плотности.

Во-вторых, производилось усреднение по долготе. В процессе дрейфа частиц вокруг Земли их зеркальные точки не остаются на постоянной высоте в связи с тем, что постоянными поддерживаются величины B и L. Несколько таких колец постоянных значений B и L представлено на рис. 4.13 в координатах высота — долгота. Ниже всего частицы спускаются в Южной Атлантике в соответствии с характером магнитного поля Земли.

B—L-карта минимальных высот показана на рис. 4.14. В связи с вариациями высоты точек отражения протонов проводилось усреднение по долготе с использованием B—L-колец через каждые 10°, как в северном, так и в южном полушарии. На этом этапе была получена средняя плотность точек отражения при движении протонов.

И, наконец, третья операция состояла в усреднении по колебаниям между сопряженными зеркальными точками, Такое усреднение плотности допустимо, так как время жизни протона много больше периода колебаний и поскольку

при рассмотрении торможения считается, что не происходит изменения направления движения протона. На этом этапе предполагается, что поле носит дипольный характер.

Усредняя по колебаниям вдоль силовой линии, Рей получает [20]

$$\rho = \int \rho(\lambda)\, ds \Big/ \int ds, \tag{4.61}$$

где элемент длины вдоль траектории частицы равен

$$ds = v\, dt/\cos\alpha = dl/\cos\alpha. \tag{4.62}$$

Здесь dl — элемент длины вдоль силовой линии. Учитывая соотношение

$$(dl)^2 = (dr)^2 + r^2 (d\lambda)^2, \tag{4.63}$$

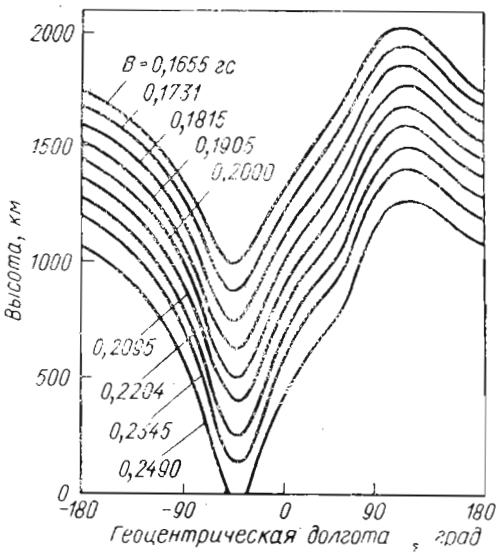


Рис. 4.13. Вариация высоты с изменением долготы для различных B—L-колец в южном полушарии на оболочке $L = 1{,}25$. Южноатлантической аномалии соответствует резкий минимум на долготе —30°.

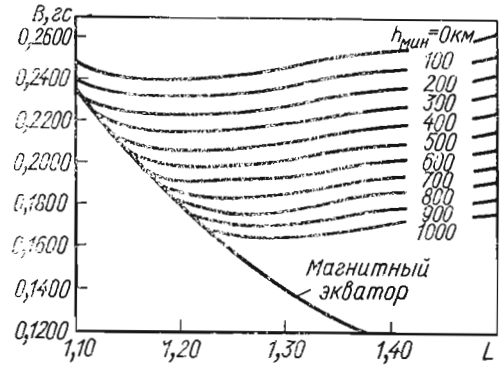


Рис. 4.14. Графики минимальных высот $h_{мин}$ для колец, показанных на рис. 4.13, в различных точках B—L-пространства.

уравнение (4.37), уравнение зеркальной точки и выражение для вариаций магнитного поля вдоль силовой линии и подставляя соответствующие величины в уравнение (4.61), получаем

$$\bar{\rho}_i = \int \rho_i(\lambda)\, A(\lambda)\, d\lambda \Big/ \int A(\lambda)\, d\lambda, \tag{4.64}$$

где

$$A(\lambda) = \frac{\cos^4\lambda\,(1+3\sin^2\lambda)}{[\cos^6\lambda\,(1+3\sin^2\lambda_m)^{1/2} - \cos^6\lambda_m\,(1+3\sin^2\lambda)^{1/2}]^{1/2}}. \tag{4.65}$$

Индекс m здесь обозначает зеркальную точку частицы. Такая усредненная по колебаниям плотность рассчитывалась путем интегрирования на электронно-вычислительной машине. Теперь найдем среднее число эквивалентных атомов кислорода, которое определяется комбинацией пяти компонент: N_2, O_2, O, He и H_2, обозначенных выше индексом i:

$$8\rho = 14\,\bar{\rho}\,(N_2) + 8\,\bar{\rho}\,(O) + 16\,\bar{\rho}\,(O_2) + 2\,\bar{\rho}\,(He) + \bar{\rho}\,(H_2). \tag{4.66}$$

Значения ρ в различные моменты солнечного цикла для $L = 1{,}25$ показаны на рис. 4.15. Скорость потерь можно определить, подставив эту среднюю плотность в уравнение (4.5) энергетических потерь для кислорода [34] при нормальных условиях. Решение уравнения (4.57) находилось многократным интегрированием с вариацией начальных условий (первая итерация: $N(E) = 0$ при $t = 0$) до тех пор, пока не получалось периодическое решение во всех точках, имеющих период 11 лет. Определенные таким образом вариации энергетиче-

ского спектра протонов на протяжении одного солнечного цикла представлены на рис. 4.16 и 4.17. Верхняя и нижняя пунктирные кривые на этих рисунках соответствуют спектру, который установился бы в стационарных условиях в момент максимума и минимума солнечного цикла. Как видно из рисунков, стационарное состояние не достигается при высоких энергиях протонов и на больших высотах.

Интересно отметить, что для энергий выше 100 *Мэв* эти расчеты при определенных условиях (см. рис. 4.16; $t = 3$ г.) предсказывают спектральный пик, обусловленный временной задержкой протонов различных энергий в процессе подстройки спектра к солнечно-циклическим изменениям. Амплитуда изменений для $L = 1{,}25$ показана на рис. 4.18. Эти расчеты хорошо согласуются с экспериментальными наблюдениями временных вариаций, проведенными Пиццелой и др. [7]. Оказалось, однако, что изменение полного потока протонов в интервале между экспериментами на «Эксплорере-4» в 1958 г. и измерениями в 1963 г., по-видимому, меньше расчетного. Модель солнечного цикла, принятая в данных расчетах, может давать слишком большие временные вариации. Все это справедливо при условии, что во внутреннем поясе не происходят какие-либо иные процессы, играющие более важную роль. Фильц [35] наблюдал долговременные вариации потоков протонов на малых высотах, которые довольно хорошо согласуются с расчетными данными Бланшара и Хесса (см. рис. 4.6). Изменения потоков протонов на небольших высотах, которые по крайней мере качественно согласуются с предсказаниями теории, наблюдали Фреден [36, 37], С. Н. Вернов [38] и некоторые другие авторы. Однако имеются и другие эксперименты, результаты которых, по-видимому, не дают вариаций, соответствующих теоретическим, и потому теорию нельзя считать окончательно подтвержденной. Хорошая проверка теории возможна в период нарастания солнечной активности, когда должны наблюдаться большие вариации.

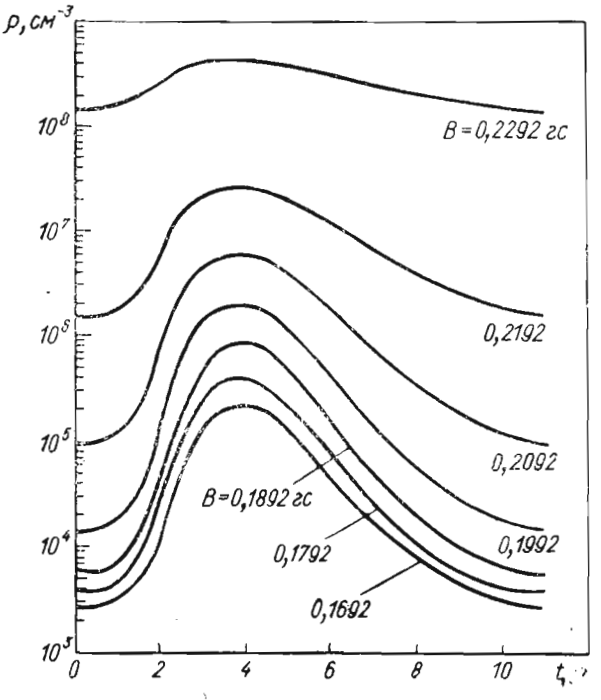


Рис. 4.15. Расчетные значения средней концентрации атмосферы для различных моментов солнечного цикла (в эквивалентных единицах атомов кислорода) (начало отсчета времени соответствует минимуму солнечной активности) и для различных местоположений [28].

Пространственное распределение. Система координат B—L [39] впервые была использована для представления данных измерений протонной компоненты внутренней зоны, выполненных с помощью «Эксплорера-4» (рис. 4.19). Те же самые данные, изображенные в географических координатах на рис. 4.20 для одной только долготы, выглядят не так упорядоченно, как в координатах B—L, и для различных долгот распределения получаются совершенно разными. Более поздние данные, полученные Мак-Илвейном на «Эксплорере-15», дают полную картину для протонов с энергиями $40 < E_p < 110$ *Мэв* (рис. 4.21), которая имеет весьма интересную структуру. На оболочке $L \sim 2{,}5$ в радиальном распределении появляется второй пик. Его широтная протяженность весь-

ма мала, поэтому в полетах «Пионере-3 и 4» он не наблюдался. Внутренний пик на рис. 4.21 по существу совпадает с максимумом, обнаруженным «Эксплорером-4» (см. рис. 4.19). На рис. 4.21 не видна малоэнергичная компонента,

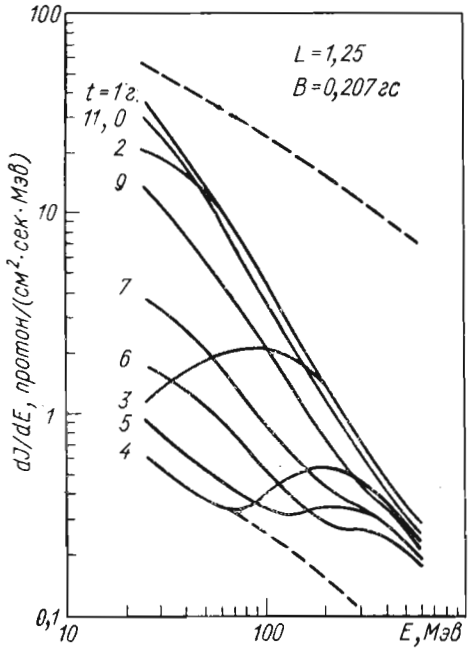


Рис. 4.16. Расчетные вариации энергетического спектра протонов для $h_{мин} = 410$ км в различные моменты солнечного цикла (начало отсчета времени соответствует минимуму солнечной активности) [28].

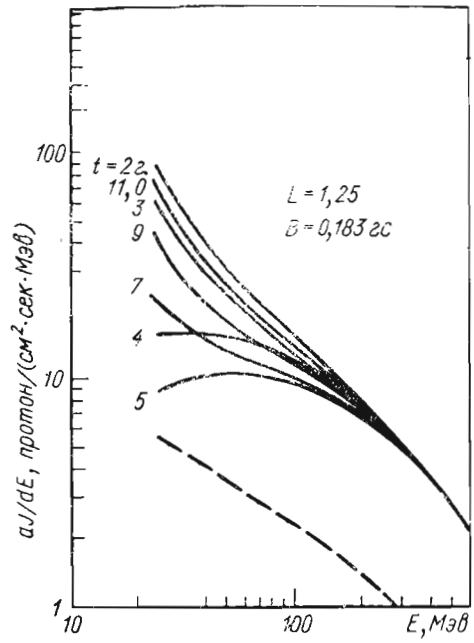


Рис. 4.17. Расчетные вариации энергетического спектра протонов для $h_{мин} = 710$ км в различные моменты солнечного цикла (начало отсчета времени соответствует минимуму солнечной активности) [28].

обнаруженная Ноглем, поскольку она лежит значительно ниже 40 *Мэв*. Внешний пик трудно интерпретировать в терминах механизма нейтронного распада, связанного как с протонами галактического происхождения, так и с протонами

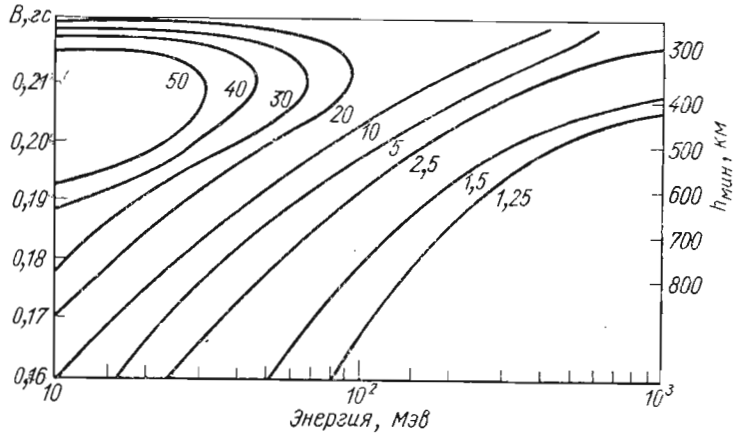


Рис. 4.18. Расчетные амплитуды (цифры около кривых) солнечно-циклических вариаций потока протонов при различных энергиях и для различных минимальных высот [28].

полярных шапок. Протоны механизма КРАНД могут быть ответственны за внутренний пик. Нейтроны полярных шапок будут создавать протоны на больших значениях L, но преимущественно в области $E<40$ *Мэв*, и с пространст-

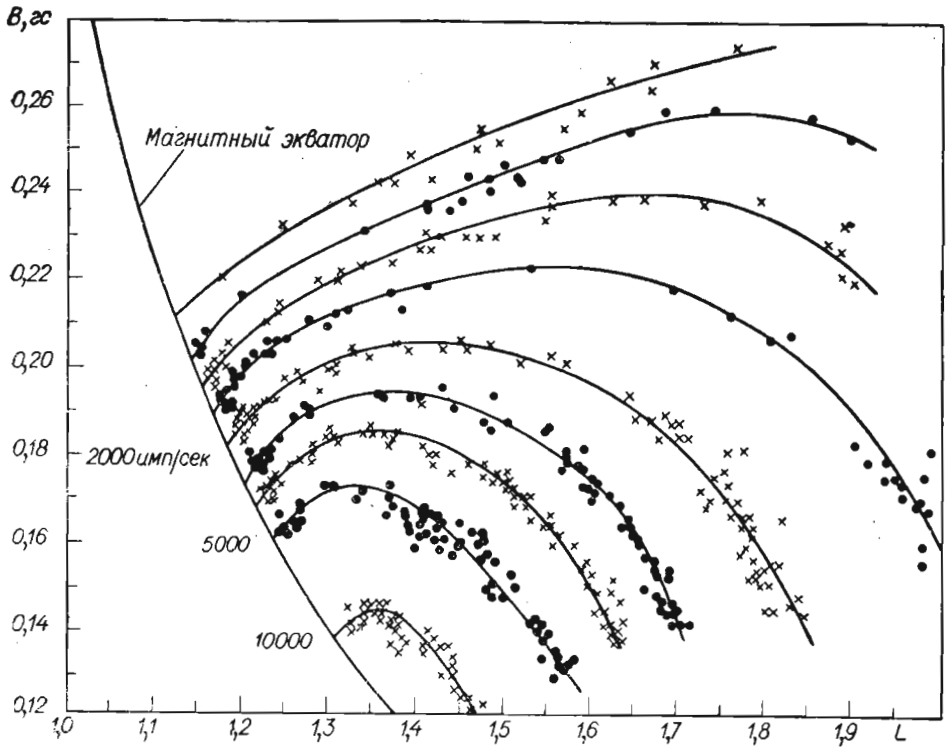


Рис. 4.19. Первая карта потоков протонов с энергией $E_{мин} > 30$ *Мэв*.

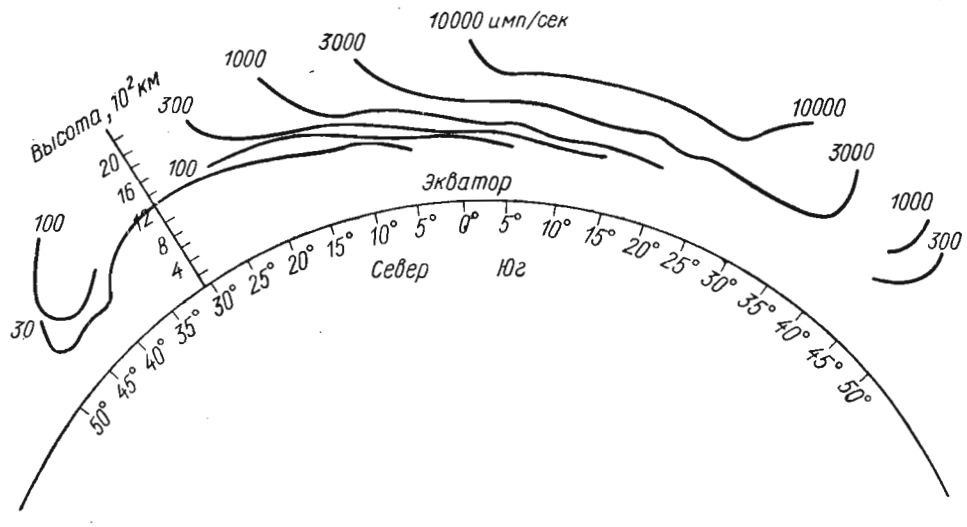


Рис. 4.20. Меридиональное сечение Земли с изображением контуров скорости счета по данным «Эксплорера-4», полученным с помощью неэкранированного гейгеровского счетчика в период с 26 июля по 26 августа 1958 г. в интервале 40± 20° западной долготы.

венным распределением, существенно отличающимся от пространственного распределения, наблюдаемого во внешнем пике. Для объяснения пика, лежащего на большом расстоянии от экватора и обусловленного геометрией источника, следует искать новые механизмы образования протонов (см. гл. 6).

Знание пространственного распределения (см. рис. 4.21) помогает понять причины существования внутренней и внешней границ пояса. Как указывалось в гл. 1, внутренняя граница четко определяется атмосферой Земли. Произведение $\rho \mathcal{J}_p$ для малых высот почти постоянно. Атмосфера определяет внутреннюю границу в том случае, когда плотность атмосферы ρ обратно пропорцио-

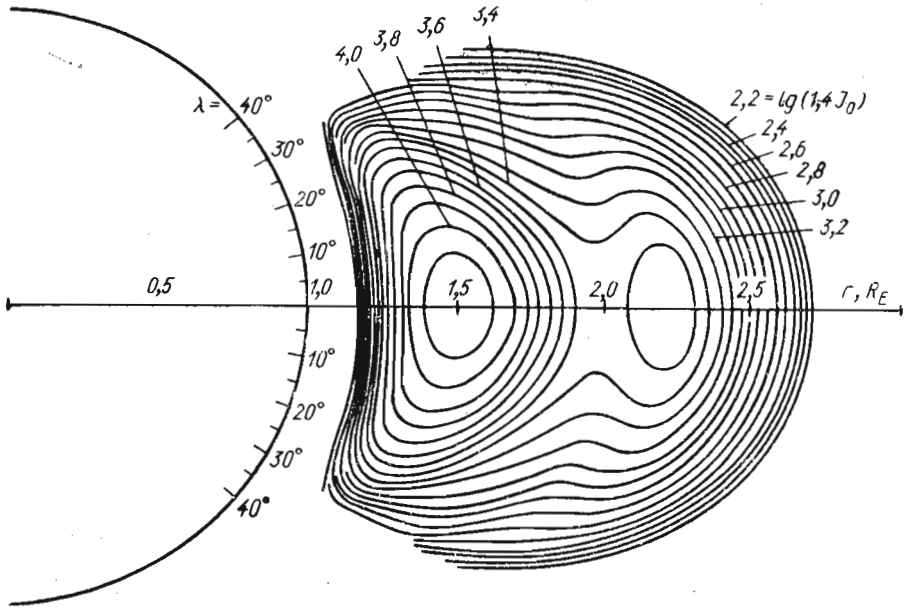


Рис. 4.21. R—λ-карта потока протонов.

нальна потоку в точках отражения протонов. На небольших высотах поток в точках отражения приблизительно пропорционален всенаправленному потоку, так что, если атмосфера определяет время жизни протона, то должно выполняться соотношение

$$\rho \mathcal{J}_p \sim \text{const}, \tag{4.67}$$

что и наблюдается в действительности.

Западно-восточная асимметрия. Еще одно доказательство того факта, что поток захваченных протонов ограничен на малых высотах атмосферой, дают измерения Хекмана и Накано [40], которые поднимали эмульсии на высоты около 400 *км* с помощью ориентированного спутника с полярной орбитой. На таких высотах захваченные протоны встречаются только в весьма ограниченной области над Южной Антлантикой. Анализируя треки в эмульсиях, они обнаружили, что при энергиях $E > 57$ *Мэв* с запада в стопку эмульсий попадает в 2,3 раза больше протонов, чем с востока.

Ленчек [41] предложил простое объяснение этого явления. Оно состоит в том, что в этой области ведущие центры протонов, движущихся с запада на восток (j_E), лежат выше спутника, а движущихся с востока на запад (j_W) — ниже спутника (рис. 4.22). Если предположить, что поток протонов обратно пропорционален плотности атмосферы на уровне ведущего центра, то отношение потоков будет равно

$$\frac{j_E}{j_W} = \exp \frac{2R_c \cos I}{H}, \tag{4.68}$$

где I — угол наклонения силовой линии; H — атмосферная шкала высот; R_c — ларморовский радиус. Подставляя в уравнение (4.68) $j_E/j_W = 1{,}57$ для 60 *Мэв*, находим

$$H = \frac{2R_c \cos I}{\ln (j_E / j_W)} \approx 60 \text{ км}. \tag{4.69}$$

Полученная величина очень близка к атмосферной шкале высот, определенной из измерений торможения спутника на этих высотах, и это показывает, что время жизни протона обратно пропорционально плотности точек отражения в атмосфере.

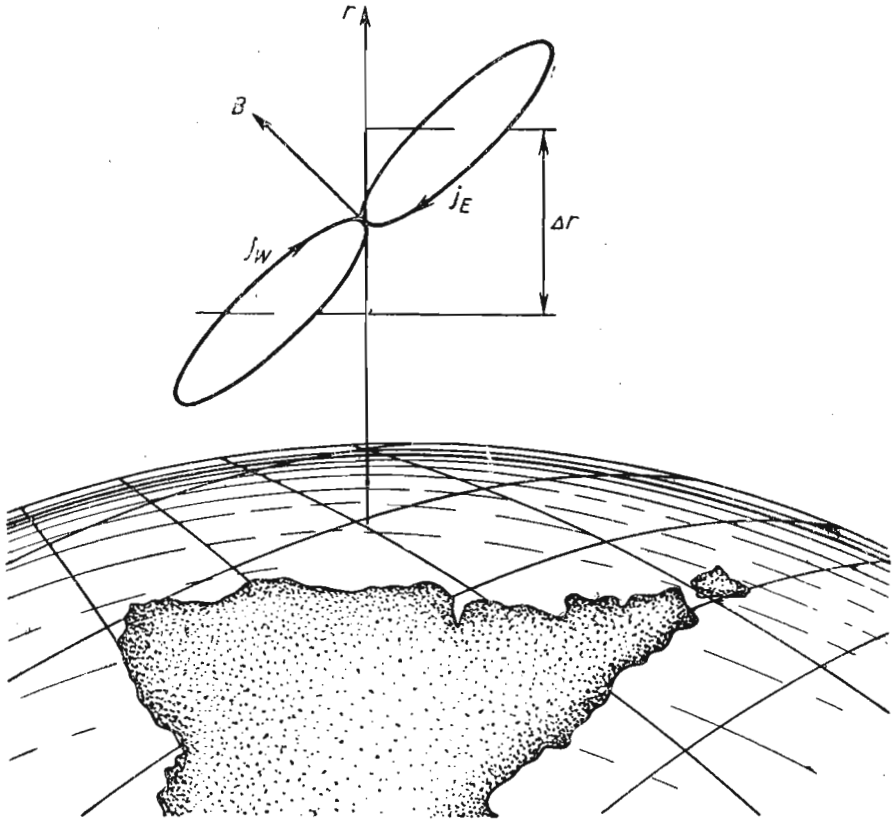


Рис. 4.22. Происхождение западно-восточной асимметрии.

Хекман и Накано установили, что угловое распределение протонов, приходящих в двух указанных направлениях, имеет малую ширину, что также можно понять, рассматривая атмосферу. Согласно уравнению (2.132) локальное питч-угловое распределение $j(\alpha)$ связано с плотностью зеркальных точек соотношением

$$\frac{j(\alpha)}{v} dA\, dl 2\pi \sin\alpha d\alpha = M(\lambda)\, dA'\, dl' \frac{2dl}{v\tau_B \cos\alpha}, \tag{4.70}$$

где штрихами отмечены величины, относящиеся к точкам отражения. Вычислим производную:

$$\frac{dl'}{d\alpha} = \frac{dl'}{d\lambda'} \cdot \frac{d\lambda'}{d\alpha}. \tag{4.71}$$

Из уравнения (2.56а) определяем $dl'/d\lambda'$, а из уравнения зеркальной точки находим

$$\frac{d}{d\lambda'}(\sin^2\alpha) = 2\sin\alpha\cos\alpha\,\frac{d\alpha}{d\lambda'} = \frac{d}{d\lambda'}\left(\frac{B}{B'}\right) = \frac{B}{B_0}\,\frac{d}{d\lambda'}\left[\frac{\cos^6\lambda'}{\sqrt{1+3\sin^2\lambda'}}\right]. \tag{4.72}$$

Учитывая соотношение

$$d\Phi_m = B'\,dA' = B\,dA, \tag{4.73}$$

получаем

$$j(\alpha) = \frac{2r_0\,M(\lambda)}{3\pi\tau_B}\cdot\frac{\cos^2\lambda\,(1+3\sin^2\lambda)^{3/2}}{\sin\lambda\,(3+5\sin^2\lambda)}. \tag{4.74}$$

Это выражение аналогично соотношению (2.138).

Для малых высот, где питч-угловое распределение узкое, можно считать, что плотность зеркальных точек обратно пропорциональна атмосферной плотности:

$$M(\lambda) = \frac{k}{\rho} = \frac{k}{\rho_0}\,e^{h/H} = \frac{k}{\rho_0}\,e^{l\sin I/H} = \frac{k}{\rho_0}\,e^{l/H'}, \tag{4.75}$$

где h — расстояние по вертикали; H — атмосферная шкала высот; l — расстояние вдоль силовой линии; I — угол наклонения, такой, что $\operatorname{tg} I = 2\operatorname{tg}\lambda$.

Для питч-углов, очень близких к 90°, l и α связаны следующим соотношением:

$$\frac{d\alpha}{dl} = \frac{3\cos^4\lambda\sin\lambda\,(3+5\sin^2\lambda)}{2r_0\sin\alpha\cos\alpha\,(1+3\sin^2\lambda)^2} = \frac{3F(\lambda)}{2r_0\sin\alpha\cos\alpha}. \tag{4.76}$$

Полагая

$$\delta = 90° - \alpha \quad \text{или} \quad d\delta/dl = -d\alpha/dl, \tag{4.77}$$

находим из уравнения (4.76)

$$\frac{d\delta}{dl} = -\frac{3F(\lambda)}{2r_0\sin\delta\cos\delta} \approx -\frac{3F(\lambda)}{2r_0\,\delta}. \tag{4.78}$$

В результате интегрирования получаем

$$\delta^2 = -3F(\lambda)\,l/r_0, \tag{4.79}$$

что совместно с уравнением (4.75) дает

$$f(\delta) = k'\exp\left[-\frac{r_0\,\delta^2}{3H'F(\lambda)}\right]. \tag{4.80}$$

Это выражение для питч-углового распределения показывает, что на небольших высотах питч-угловое распределение имеет гауссовскую форму и спадает в e раз по сравнению с величиной, соответствующей $\delta = 0$, когда

$$\frac{r_0\,\delta_h^2}{3H'F(\lambda)} = 1, \tag{4.81}$$

где δ_h — полуширина углового распределения протонов.

Для высоты 400 *км*, где $H \approx 60$ *км*, из формулы (4.81) получаем

λ, *град*	L	I, *град*	$F(\lambda)$	δ_h, *град*
25	1,30	43	1,41	11,6
35	1,58	55	0,922	8,1
45	2,12	63	0,467	4,7
55	3,26	70	0,184	2,4

По измерениям Хекмана и Накано в плоскости, нормальной к меридиональной плоскости, $\delta = 7{,}7°$, что кажется вполне разумным для центра южноатлантической аномалии.

Потери во внешней зоне. Рассмотрим теперь, почему во внешней зоне отсутствуют протоны высоких энергий. При $L = 3$ мощность нейтронного источника $S(E)$ снижается приблизительно в пять раз по сравнению с мощностью источника в центре внутренней зоны. Плотность атмосферы при $L = 3$ также уменьшается, и стационарный поток захваченных протонов, образованных распадом нейтронов, должен быть здесь в три раза меньше, чем на оболочке $L = 1{,}5$. Однако, как установили Фан и др. [42], исходя из измерений на «Эксплорере-6», на высоте 40 000 *км* поток захваченных протонов с энергией $E > 75$ *Мэв* меньше потока протонов космических лучей. Это означает, что время жизни протона на оболочке $L = 3$ должно быть по крайней мере в 1000 раз меньше времени жизни на оболочке $L = 1{,}5$.

Какие же процессы ответственны за такое уменьшение времени жизни протонов внешней зоны? Как предположили Уэлч и Уитекер [43] в связи с экспериментом «Аргус», уменьшение времени жизни электронов может быть обусловлено неадиабатическими процессами, связанными с магнитными волнами. Протоны тоже могут быть подвержены такому магнитному рассеянию.

Для объяснения отсутствия протонов высоких энергий во внешней зоне радиационного пояса Драгт [44] рассмотрел взаимодействие гидромагнитной волны с захваченными протонами и вывел общее интегральное выражение для изменения магнитного момента частицы $\delta\mu$ в результате ее столкновения с волной:

$$\delta\mu = \int_{t}^{t+\Delta t} f(\omega')\sqrt{\mu}\,\sin\omega_c t\,dt, \tag{4.82}$$

где $f(\omega')$ — функция магнитного поля b гидромагнитной волны. Этот интеграл равен нулю всюду, за исключением точки $\omega' = \omega_c$, т. е. при условии равенства частоты гидромагнитной волны и циклотронной частоты частицы. В этом случае частица имеет составляющую скорости $v_\parallel$ вдоль силовой линии, удовлетворяющую равенству

$$2\pi v_\parallel = \omega_c \lambda_{hm}, \tag{4.83}$$

где ω_c — циклотронная угловая частота, а λ_{hm} — длина гидромагнитной волны. Мы получили резонансное условие, означающее, что частица, движущаяся вдоль силовой линии, должна «видеть» гидромагнитную волну с частотой, равной ее циклотронной частоте f_c:

$$f_c = v_\parallel/\lambda_{hm}. \tag{4.84}$$

Это эквивалентно доплеровскому сдвигу частоты гидромагнитной волны до величины, равной циклотронной частоте частицы. Энергичные протоны могут удовлетворять этому резонансному условию, если гидромагнитная волна имеет частоту порядка нескольких герц. Если это условие выполняется, магнитный момент частицы μ изменяется.

Посмотрим теперь, насколько изменяется величина μ. Ускорение частицы, движущейся под действием поперечного возмущающего поля $\mathbf{b}$, равно

$$\frac{d\mathbf{v}_\parallel}{dt} = \frac{e}{m}\cdot\frac{\mathbf{v}}{c}\times\mathbf{b}. \tag{4.85}$$

За один циклотронный период

$$\tau_c = 2\pi mc/eB$$

изменение $v_\parallel$ равно

$$\delta v_\parallel = 2\pi\frac{b}{B}v_\perp\cos\eta, \tag{4.86}$$

где η — фазовый угол между вектором поля гидромагнитной волны и вектором скорости вращения частицы. Величину $\delta v_{\parallel}$ можно связать с изменением магнитного момента

$$\mu = mv_{\perp}^2/2B$$

с помощью соотношения

$$\delta \sqrt{\mu} = \sqrt{m/2B}\, \delta v_{\perp}. \tag{4.87}$$

При неизменной энергии приращения $\delta v_{\perp}$ и $\delta v_{\parallel}$ связаны формулой

$$\delta v_{\perp} = -\frac{v_{\parallel}}{v_{\perp}} \delta v_{\parallel} = -2\pi \frac{b}{B} v_{\parallel} \cos \eta. \tag{4.88}$$

Отсюда получаем

$$\delta \sqrt{\mu} = \sqrt{m/2B}\, 2\pi \frac{b}{B} v_{\parallel} \cos \eta. \tag{4.89}$$

Резонансное условие может выполняться лишь для протонов, имеющих энергию выше некоторой критической. Уравнение (4.84) можно переписать в виде

$$v \cos \alpha = \frac{f_c}{f_{hm}} v_A, \tag{4.90}$$

где v_A — альвеновская скорость. Но альвеновские волны не могут распространяться на частотах выше ионной циклотронной частоты, поэтому, если рассмотреть волны на расстоянии $5R_E$ или более, максимальная частота должна быть $f_{hm}^{\text{макс}} \approx 3$ *гц*. Поэтому скорость частицы для резонанса с волной должна быть больше

$$v_{\text{крит}} = \frac{f_c}{3 \cos \alpha} v_A. \tag{4.91}$$

Радиальную зависимость $v_{\text{крит}}$ можно определить, зная радиальную зависимость v_A и f_c [45]:

$$v_A \sim r^{-2,5}; \quad f_c \sim r^{-3}.$$

Таким образом, критическая скорость

$$v_{\text{крит}} \sim r^{-5,5}, \tag{4.92}$$

а предельная энергия

$$E_{\text{крит}} \sim r^{-11}. \tag{4.93}$$

Такой крутой радиальный спад представляет собой весьма благоприятный момент для теории, призванной объяснить внешнюю границу энергетического распределения протонов внутренней зоны: внешняя граница протонного пояса действительно очень резкая. Приведем значения $E_{\text{крит}}$, вычисленные для случая $\alpha = 70°$:

r, R_E	1,5	2,0	2,5	3,0
$E_{\text{крит}}$, *Мэв*	1600	160	16	1,6

Время жизни протона, многократно сталкивающегося с гидромагнитными волнами, можно рассчитать методом случайных блужданий. Если частица за одно колебание вдоль силовой линии встречает n циклотронных волн в одной и той же фазе η, то время T, необходимое для изменения момента μ на величину $(\Delta \sqrt{\mu})^2$, определяется из соотношения

$$(\Delta \sqrt{\mu})^2 = \frac{T}{\tau_B} (n \delta \sqrt{\mu})^2. \tag{4.94}$$

Согласно Драгту время жизни частицы определяется рассеянием, при котором $\Delta\sqrt{\mu} = \sqrt{\mu}$, в этом случае частица теряется в атмосфере. Таким образом, время жизни равно

$$T = \tau_B B^2/2\pi^2 n^2 b^2. \tag{4.95}$$

Здесь предполагается, что $v_\parallel \approx v_\perp$ и $\cos^2\eta = 1/2$. Для протонов с энергией 200 *Мэв*, находящихся на расстоянии $3R_E$, $\tau_B \approx 0{,}1$ *сек*. Подставляя в формулу (4.95) $B = 0{,}04$ *гс*, $b = 3\gamma$ и $n = 1$, находим время жизни протонов $T = 1/2$ суток. Это время жизни достаточно мало, так что поток захваченных протонов от нейтронного распада меньше потока космических лучей. Интенсивность нейтронного источника, связанного с космическими лучами, равна

$$S(E > 100) =$$

$$= \int_{\infty}^{100} \frac{0{,}8\,E^{-2,0}}{v\tau_n}\left(\frac{R}{R+h}\right)^3 dE \sim 3\cdot 10^{-17}\ \textit{протон}/(\textit{см}^3\cdot\textit{сек}). \tag{4.96}$$

При $T \approx 3\cdot 10^4$ *сек* получаем поток захваченных протонов порядка

$$\mathcal{J} \sim [3\cdot 10^{-17}\ \textit{протон}/(\textit{см}^3\cdot\textit{сек})]\cdot(3\cdot 10^4\ \textit{сек})\times$$
$$\times(10^{10}\ \textit{см}/\textit{сек}) \sim 10^{-2}\ \textit{протон}/(\textit{см}^2\cdot\textit{сек}). \tag{4.97}$$

Требования изложенной теории кажутся разумными. Амплитуда гидромагнитной волны и частота процесса не являются чрезмерно большими. Единственная очевидная проблема, связанная с этим механизмом, состоит в том, что он может оказаться слишком «хорошим»: протоны низких энергий, наблюдаемые во внешней зоне, в этом механизме могут отсутствовать, а радиальная зависимость может оказаться слишком сильной.

Существует еще один процесс, ответственный за уход протонов высоких энергий из внешнего пояса. Протоны, имеющие энергии выше некоторой критической $E_c(r)$, не захватываются полем Земли (см. гл. 3). Согласно расчетам Гармайра [17], использовавшего для геомагнитного поля разложение Финча и Литона, $E_c = 1$ *Гэв* для $L = 1{,}2\ R_E$ и $E_c = 300$ *Мэв* для $L = 1{,}6\ R_E$.

Комбинация такого неполного захвата и неадиабатических эффектов, по-видимому, может объяснить отсутствие протонов высоких энергий во внешней зоне.

ЭЛЕКТРОНЫ

Имеются лишь отрывочные данные о естественных электронных потоках для $L < 2$. Это связано с двумя обстоятельствами. Во-первых, почти все ранние эксперименты во внутренней зоне не позволяли отделять электроны от протонов, и скорость счета детектора в основном определялась проникающей протонной компонентой. Во-вторых, эксперименты, проводимые во внутренней зоне после лета 1962 г., которые могли измерять только электронную составляющую, регистрировали не естественные электроны, а искусственные, обязанные своим происхождением операции «Морская звезда». Тем не менее имеется несколько измерений, которые позволяют определить концентрацию естественных электронов во внутренней зоне. Существуют три эксперимента [46—48] по измерению энергетического спектра естественных электронов, в которых для отделения электронов от протонов использовался метод магнитного анализа. Нормализованные спектры, полученные в этих экспериментах, показаны на рис. 4.23. Представленные данные не очень хорошо согласуются друг с другом, однако можно утверждать, по-видимому, следующее: 1) измеренный спектр достаточно плоский в интервале $100 < E_e < 400$ *кэв*; 2) не ясно, имеются ли электроны в области $E > 800$ *кэв*.

Поток электронов во внутренней зоне также известен недостаточно хорошо. После полета «Пионера-4» Ван Аллен предложил предварительную модель строения внутренней зоны, согласно которой поток электронов составляет $2 \cdot 10^9$ *электрон/(см²·сек·стер)* для $E > 20$ *кэв*. Эти данные основаны на показаниях аппаратуры «Эксплорера-4», которая не различала электроны и протоны. Более поздняя и более полная информация показывает, что эти данные неточные. Электронный поток в действительности меньше. Были проведены измерения вблизи нижней границы пояса. В 1959 г. Холли и др. [46] с помощью ракеты «Атлас» обнаружили поток электронов $\mathcal{J} \approx 10^6$ *электрон/(см²·сек)* на высоте 980 *км* ($B = 0{,}255$ *гс*; $L = 1{,}49$).

Франк и Ван Аллен [50] определили поток электронов с энергией $E_e > 40$ *кэв* в результате анализа данных, полученных с помощью гейгеровского счетчика, установленного на спутнике «Инджун-1». Предложенная ими интерпретация результатов не является единственно возможной, но, по-видимому, она правильная. Полупроводниковый детектор, установленный на этом же спутнике, показал, что в интервале $1{,}5 < E_p < 17$ *Мэв* поток протонов мал. Счетчик регистрировал в области $E > 500$ *кэв* как протоны, так и электроны, поэтому поток, приписываемый электронам, может быть обусловлен протонами с энергией $500 < E_p < 1500$ *кэв*, но это кажется маловероятным. Направленный электронный поток, измеренный на «Инджуне-1», показан на рис. 4.24. График по своим контурам напоминает кривые для потоков протонов (см. рис. 4.19). Это естественно, так как форма нижней границы зоны захваченной радиации достаточно четко определяется плотностью атмосферы, причем это справедливо как для протонов, так и для электронов.

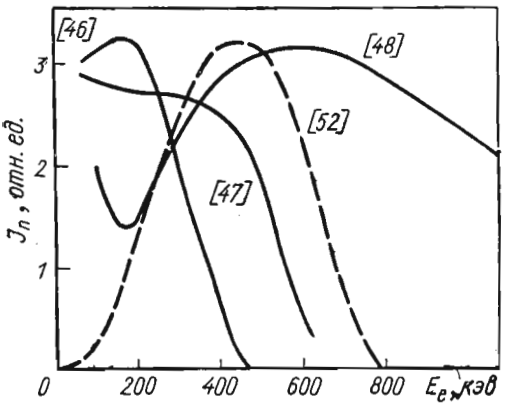


Рис. 4.23. Различные энергетические спектры электронов внутренней зоны.

С увеличением высоты плотность атмосферы падает, и поток захваченных частиц возрастает. Если бы источники электронов и протонов имели приблизительно одинаковые пространственные характеристики, то контуры потоков захваченных протонов и электронов были бы весьма сходными. Контуры для электронов, показанные на рис. 4.24, действительно очень похожи по форме на протонные контуры, изображенные на рис. 4.19.

Кривая, соответствующая потоку электронов около $(40—50) \cdot 10^5$ *электрон/(см²·сек·стер)* (см. рис. 4.24), почти точно совпадает с кривой протонного потока 2000 *имп/сек* (см. рис. 4.19). На основе такого подобия контуров и в предположении определяющей роли плотности атмосферы для обеих компонент была проведена экстраполяция пространственного распределения электронов на среднюю область внутренней зоны с помощью протонных контуров, позволившая получить внутренний контур (см. рис. 4.19). В результате экстраполяции получен электронный поток в середине внутренней зоны порядка $3 \cdot 10^7$ *электрон/(см²·сек)* для энергий $E > 40$ *кэв*. Этот поток определен с точностью до множителя три или более.

Данные «Эксплорера-4», которые сначала невозможно было интерпретировать из-за отсутствия метода идентификации частиц [51], сейчас могут дать информацию об электронах внутренней зоны. Пластмассовый сцинтиллятор, установленный на «Эксплорере-4», регистрировал электроны с энергией $E_e > 580$ *кэв* и протоны с энергией $E_p > 10$ *Мэв*. Скорость счета оказалась слишком большой, чтобы ее можно было объяснить, исходя из наших сведений о протонах внутреннего пояса, поэтому мы предположим, что она обусловлена только электронами. В таком случае, согласно данным детектора на «Экспло-

рере-4», поток электронов с энергией $E_e > 580$ *кэв* в центральной области внутренней зоны составляет $\mathcal{J}_e \sim 2 \cdot 10^6$ *электрон/(см²·сек)*.

Интересно сопоставить нашу информацию об электронах внутренней зоны с тем, что можно ожидать от источника электронов, образованных при нейтронном распаде. Энергетический спектр электронов нейтронного распада представлен на рис. 3.3. Келлог рассчитал равновесный энергетический спектр электронов, полагая, что электроны теряются за счет рассеяния на малые углы. Для этого он пересчитал спектр источника с весом E^2, который учитывает энергетическую зависимость потерь при рассеянии [52]. Результирующий спектр потока изображен на рис. 4.23. Сравнение расчетного спектра со спектрами,

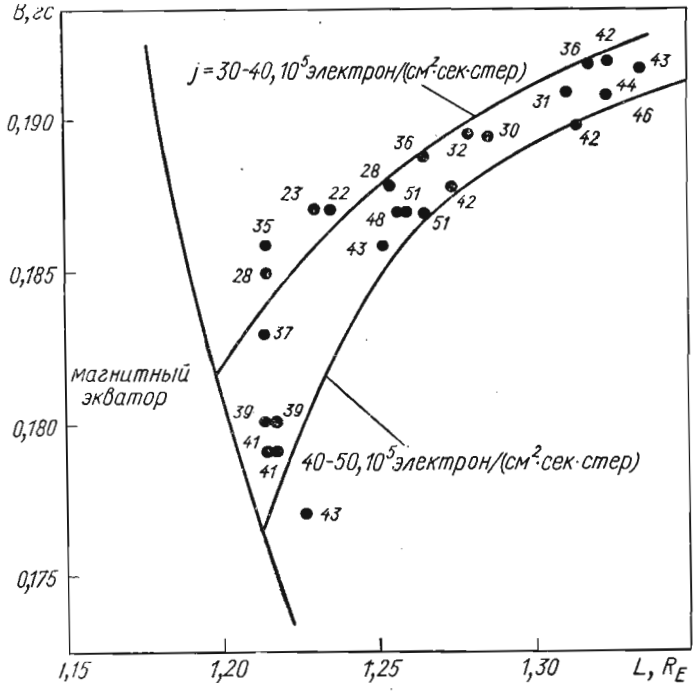


Рис. 4.24. Поток электронов внутренней зоны, перпендикулярный магнитному полю.

полученными из измерений, довольно ясно показывает, что при низких энергиях наблюдается больше электронов, чем можно ожидать от нейтронного распада.

Из экспериментальных данных невозможно определить, имеются ли электроны в области $E_e > 780$ *кэв*. Эта энергия является верхней границей спектра β-распада нейтронов. Выше этого предела также должно наблюдаться некоторое количество электронов в связи с тем, что распадающийся нейтрон находится в движении. Скорость нейтрона v_n складывается со скоростью электрона в системе координат, связанной с нейтроном, и скорость электрона v_e увеличивается или уменьшается в зависимости от относительного направления движения электрона и нейтрона. Максимальная скорость электрона равна

$$v_{\text{макс}} = \frac{v_n + v_e}{1 + \dfrac{v_n v_e}{c^2}}. \qquad (4.98)$$

Нейтрон с энергией 150 *Мэв* при распаде создает электроны с энергией до 1,5 *Мэв*. Используя энергетический спектр нейтронов (см. рис. 3.2) и выполняя усреднение по спектру β-распада и относительному направлению движения, Накада обнаружил [53], что небольшая доля электронов, образованных

при нейтронном распаде, попадает в область $E > 780$ *кэв*, в результате чего равновесный электронный поток для $E > 1{,}5$ *Мэв* составляет (10^2—10^3) *электрон*/(*см*^{2}·*сек*). Такие распады дают некоторое скромное число электронов высоких энергий, но оно оказывается много меньше, чем это следует из спектра, полученного в работе [48] (см. рис. 4.23).

Какой поток электронов можно ожидать от распада нейтронов? Скорость нейтронного распада в центре внутренней зоны составляет около 10^{-11} *расп*/(*см*^{3}·*сек*) (см. рис. 3.4). Известны времена жизни электронов, образованных взрывом «Морская звезда». Экспериментально установлено, что на оболочке $L \approx 1{,}5$ время жизни электрона равно приблизительно одному году. В таком случае для равновесного потока получаем

$$\mathcal{J} \approx 10^{-11}(3\cdot 10^{10})\cdot(3\cdot 10^{7}) \approx 10^{7}\ \textit{электрон}/(\textit{см}^2\cdot\textit{сек}).$$

Эта величина довольно близка к экстраполированному экспериментальному потоку в центре внутренней зоны: $3\cdot 10^7$ *электрон*/(*см*^{2}·*сек*), поэтому не подлежит сомнению, что нейтронный распад является важным источником электронов внутренней зоны. Возникает еще один вопрос: необходимы ли еще какие-нибудь источники электронов, кроме нейтронного распада, для объяснения результатов наблюдений?

Очевидно, что во внутреннем поясе присутствует множество электронов с энергией $E_e < 200$ *кэв*, которые не должны появляться в результате нейтронного распада. Следовательно, должен существовать второй источник, ответственный за образование электронов низких энергий. В районе внутреннего пояса часто наблюдается высыпание электронов в атмосферу. О'Бриен установил [54], что на низких оболочках $L \leqslant 2$ происходят большие потери электронных потоков. Холли и др. [46] на спутниках «Дискаверер» наблюдали характерный спектр (см. рис. 4.23) для электронов с энергией $E < 100$ *кэв* там, где такие электроны не могли бы за счет дрейфа совершить один оборот вокруг Земли.

Если электроны таких низких энергий встречаются ниже внутреннего радиационного пояса, то не удивительно, что они наблюдаются и в самом поясе как одна из компонент захваченной радиации. Спектр захваченных электронов внутреннего пояса [48] (см. рис. 4.23), который наблюдался на спутнике «Дискаверер» только в районе южноатлантической аномалии, по-видимому, имеет двухкомпонентную структуру, причем его малоэнергичная компонента подобна спектру [46] в области малых энергий. По-видимому, это означает, что определенная доля электронов малых энергий оказывается захваченной радиационным поясом.

В гл. 6 мы рассмотрим высыпание электронов, которое наблюдается в области, лежащей ниже внутреннего пояса.

ПРОЧИЕ ЧАСТИЦЫ

Если бы Солнце было источником частиц внутреннего радиационного пояса, мы должны были бы наблюдать не только протоны, но и другие, более тяжелые частицы, такие, как дейтроны, ядра трития, ядра изотопов ^{3}He и ^{4}He. Солнце содержит приблизительно 15%, а солнечные космические лучи — около 5% ядер гелия [55]. Время жизни ядер ^{4}He во внутреннем поясе должно быть приблизительно в пять раз меньше времени жизни протона той же самой энергии, так как в связи с большим зарядом ($Z = 2$) ядро гелия тормозится быстрее. В связи с этим во внутреннем поясе можно было бы ожидать около 1% ^{4}He. Однако в экспериментах с ядерными эмульсиями не было обнаружено ни одного трека, соответствующего $Z = 2$. Полное число частиц, зарегистрированных в трех экспериментах, приведено в табл. 4.3. Верхний предел потока α-частиц в энергетическом интервале от 125 до 185 *Мэв* составляет около $0{,}1 \pm 0{,}1\%$ потока протонов [6]. Эта цифра ясно показывает, что корпускулярная эмиссия

Солнца вносит несущественный вклад в образование тяжелых частиц внутреннего пояса. В экспериментах с эмульсиями было обнаружено небольшое количество дейтронов и ядер трития (по грубым оценкам, 0,5% для каждого компонента). Возникновение потоков этих частиц можно объяснить [3] ядерными столкновениями захваченных протонов с ядрами кислорода и азота разреженной атмосферы на высотах, характерных для радиационного пояса. Дейтроны и ядра трития являются продуктами расщепления, возникающими в результате таких столкновений. Никаких других тяжелых частиц, происхождение которых нельзя было бы объяснить механизмом нейтронного распада, во внутреннем поясе не наблюдалось.

Таблица 4.3

Результаты измерения тяжелых захваченных частиц

Число протонов	Число дейтронов	Число тритонов	Число α-частиц	Литература
243	0	3	0	[3]
477	5	0	0	[4]
301	0	0	0	[6]

ЛИТЕРАТУРА

1. Freden S. C., White R. S. Phys. Rev. Lett., **3**, 9 (1959).
2. Freden S. C., White R. S. J. Geophys. Res., **67**, 25 (1962).
3. Freden S. C., White R. S. J. Geophys. Res., **65**, 1377 (1960).
4. Armstrong A. H. et al. J. Geophys. Res., **66**, 351 (1961).
5. Naugle J. E., Kniffen D. A. Phys. Rev. Lett., 7, 3 (1961).
6. Heckman H. H., Armstrong A. H. J. Geophys. Res., **67**, 1255 (1962).
7. Pizzella G. et al. J. Geophys. Res., **67**, 1235 (1962).
8. Singer F. S. Phys. Rev. Lett., **1**, 181 (1958).
9. Hess W. N. Phys. Rev. Lett., **3**, 11 (1959).
10. Hess W. N. Space Sci. Rev., **1**, 278 (1962).
11. Singer F. S. Phys. Rev. Lett., **5**, 300 (1960).
12. Lenchek A. M., Singer S. F. J. Geophys. Res., **67**, 1263 (1962).
13. Hess W. N. et al. J. Geophys. Res., **66**, 665 (1961).
14. Van Allen J. A., Frank L. A. Nature, **183**, 430 (1959).
15. Гаррен А. и др. В сб. «Физика горячей плазмы и термоядерные реакции». М., Атомиздат, 1959, стр. 240.
16. Gibson G. et al. Phys. Rev. Lett., **5**, 141—144 (1960).
17. Garmire G. J. Geophys. Res., **68**, 2627 (1963).
18. Hess W. N. et al. Phys. Rev., **116**, 445 (1959).
19. Filz R. C. Holeman E. J. Geophys. Res., **70**, 5807 (1965).
20. Рей Э. К. В сб. «Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли». Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1962, стр. 160.
21. Lenchek A. M. J. Geophys. Res., **67**, 2145 (1962).
22. Lenchek A. Origin and Loss of Inner Zone Protons. Radiation Trapped in the Earth's Magnetic Field, D. Reidel, Holland, 1966.
23. Dragt A. J. et al. J. Geophys. Res., **71**, 1293 (1966).
24. Hess W. N., Killeen J. J. Geophys. Res., **71**, 2799 (1966).
25. Lingenfelter R. E. et al. J. Geophys. Res., **70**, 4087 (1965).
26. Kochart G., Nicolet M. Ann. Geophys., **18**, 269 (1963).
27. Freden S. C. et al. J. Geophys. Res., **70**, 3113 (1965).
28. Blanchard R. C., Hess W. N. J. Geophys. Res., **69**, 3927 (1964).
29. Harris I., Priester W. Time Dependent Structure of the Upper Atmosphere. J. Atmos. Sci., **19**, 286 (1962); CIRA 1965 (Cospar Internat. Ref. Atmosphere 1965), North Holland Publish. Co., 1965.
30. King Hele D. G. The Variations in Upper Atmosphere Density between Sunspot Maximum and Minimum. Nature, 1964.
31. Bryant R. J. Geophys. Res., **66**, 3066 (1961).
32. Bryant R. J. Geophys. Res., **69**, 1423 (1964).
33. Spencer N. W. et al. J. Geophys. Res., **70**, 2665 (1965).
34. Aaron W. A. et al. Range-Energy Curves. AEC Rept., AECU-663 (1951).
35. Filz R. C. Trans. Am. Geophys. Union, **47**, 129 (1966).
36. Freden S. J. Geophys. Res., **72**, 943 (1967).
37. Freden S. Summary of Inner Zone Protons. Radiation Trapped in the Earth's Magnetic Field. D. Reidel, Holland, 1966.
38. Вернов С. Н. и др. «Космические исследования», **2**, 3, 492 (1964).

39. Мак-Илвейн К. Е. В сб. «Операция «Морская звезда». Перев. с англ. М., Атомиздат, 1960, стр. 68.
40. Heckman H. H., Nakano G. H. J. Geophys. Res., **68**, 2117 (1963).
41. Lenchek A. M., Singer S. F. J. Geophys. Res., **67**, 4073 (1962).
42. Fan C. Y. et al. J. Geophys. Res., **66**, 2697 (1961).
43. Уэлч Дж. А., Уитэйкер У. А. В сб. «Операция «Аргус». Перев. с англ. М., Атомиздат, 1960, стр. 68.
44. Dragt A. J. Effect of Hydromagnetic Waves on the Lifetime of Van Allen Radiation Protons. J. Geophys. Res., **66**, 1641 (1961).
45. Dessler A. J. et al. Geomagnetic Storm Sudden-Commencement Rise Times. J. Geophys. Res., **65**, 2715 (1960).
46. Holly F. E. et al. Radiation Measurements to 1500 Km Altitudes at Equatorial Latitudes. J. Geophys. Res., **66**, 1627 (1961).
47. Imhof W. L. et al. Space Res., **3**, 438, North Holland Publish. Co., 1963.
48. Mann L. G. Space Res., **3**, 447, North Holland Publish. Co., 1963.
49. Van Allen J. A., Frank L. A. Nature, **184**, 219 (1959).
50. Frank L. A., Van Allen J. A. J. Geophys. Res., **68**, 1203 (1963).
51. Ван Аллен Дж. А. и др. В сб. «Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли». Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1962, стр. 26.
52. Kellogg P. J. J. Geophys. Res., **65**, 2705 (1960).
53. Nakada M. P. J. Geophys. Res., **68**, 47 (1963).
54. O'Brien B. J. J. Geophys. Res., **69**, 13 (1964).
55. Fichtel C. et al. Phys. Rev., **128**, 2756 (1962).

ГЛАВА 5

ИСКУССТВЕННЫЕ РАДИАЦИОННЫЕ ПОЯСА

ВВЕДЕНИЕ

Начиная с 1958 г. взрывами ядерных бомб на больших высотах было создано семь искусственных радиационных поясов (табл. 5.1). Такие искусственные пояса образуются при взрывах ядерных бомб в результате освобождения энергичных заряженных частиц, преимущественно электронов.

Таблица 5.1

Взрывы, в результате которых образовались искусственные радиационные пояса

Взрыв	Положение эпицентра	Дата	Выход, *кт*	Высота, *км*	*L*-оболочка взрыва
«Аргус-1»	Южная Атлантика	27 августа 1958 г.	1	~200	1,7
«Аргус-2»	» »	30 августа 1958 г.	1	~250	2,1
«Аргус-3»	» »	6 сентября 1958 г.	1	~500	2,0
«Морская звезда»	Остров Джонсона, Тихий океан	9 июля 1962 г.	1,400	400	1,12
СССР [1]	Сибирь	22 октября 1962 г.	Несколько сот	—	1,9
»	»	28 октября 1962 г.	<1000	—	2,0
»	»	1 ноября 1962 г.	1000	—	1,8

Взрывы серии «Аргус» (1958 г.) проводились с целью изучения захвата энергичных частиц магнитным полем Земли. Николас Кристофилос, физик из Радиационной лаборатории им. Лоренса, до программы «Аргус» работал в течение некоторого времени над «Проектом Шервуд», который представляет собой попытку получения управляемых термоядерных реакций с помощью лабораторных установок. Идею удержания частиц в магнитных ловушках лабораторных размеров Кристофилос распространил на масштабы Земли. Он предположил, что магнитное поле Земли способно захватывать и удерживать энергичные частицы, и показал, что ядерный взрыв является приемлемым источником частиц для заполнения геомагнитной ловушки [2]. Эта идея была положена в основу экспериментов «Аргус».

Разработка проекта «Аргус» проводилась еще до открытия Ван Алленом естественного радиационного пояса. На заседаниях комиссии «Аргус» высказывалось предположение о том, что вокруг Земли может образоваться естественный пояс; такой пояс действительно был обнаружен спутниками «Эксплорер-1» и «Эксплорер-3». На спутнике «Эксплорер-4» Ван Аллен наблюдал захваченные частицы, образованные в результате каждого взрыва серии «Аргус». Наиболее интересным результатом экспериментов «Аргус» была демонстрация того факта, что оболочка частиц, инжектированных в магнитосферу в области $L = 2$, остается устойчивой в течение нескольких недель. Искусственные оболочки имели толщину порядка 100 *км*; они не дрейфовали относительно L, расширение их было незначительным [4].

БОМБА КАК ИСТОЧНИК ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Каким же образом при ядерном взрыве образуется искусственный радиационный пояс? Радиационные пояса, как естественные, так и искусственные, представляют собой не что иное, как огромную концентрацию заряженных

частиц, захваченных геомагнитным полем, которые в течение длительного времени остаются вблизи Земли. Естественные пояса состоят из энергичных электронов и протонов плюс небольшое число дейтронов и ядер трития и, возможно, некоторого количества α-частиц и позитронов. В состав искусственных поясов входят в основном электроны, определенное число протонов и, возможно, некоторые другие частицы.

Имеются два типа ядерных взрывов: деление и синтез. Основным моментом реакции деления является захват нейтрона тяжелым элементом, обычно ^{235}U, который делится или расщепляется на два более легких ядра, или осколка деления [4]. В процессе деления освобождаются два или три нейтрона, из которых в среднем один нейтрон на реакцию может покинуть реагирующую систему. Нейтрон может создавать захваченные частицы за счет распада на протон и электрон. В процессе расщепления выделяются несколько γ-квантов, имеющих энергию около 1 *Мэв*, которые могут создать определенное число захваченных электронов в результате комптоновского рассеяния на электронах атомов, входящих в состав воздуха. Однако поток захваченных электронов, обусловленных таким механизмом, по-видимому, достаточно мал, так что им можно пренебречь. В результате тройного деления может образоваться также некоторое количество α-частиц. Из 300 актов реакции деления приблизительно один сопровождается образованием α-частиц с энергией от 5 до 25 *Мэв*. Не ясно, успевают ли такие α-частицы покинуть реагирующую систему прежде, чем они затормозятся до полной остановки, но некоторая их доля может оказаться захваченной [5].

Образование заряженных частиц не прекращается и после того, как заканчивается реакция деления. Осколки деления являются нестабильными (они содержат избыточное количество нейтронов) и потому распадаются с испусканием электронов. Один осколок деления, прежде чем он перейдет в устойчивое состояние, эмиттирует около шести электронов. Образование таких электронов — это наиболее важный источник искусственных поясов. Их энергия достигает 8 *Мэв*, средняя энергия составляет около 1 *Мэв*. Такие электроны могут испускаться на большом расстоянии от бомбы, потому что процесс распада осколков деления происходит относительно медленно. В первую секунду после деления вылетает приблизительно один электрон, остальные пять образуются в соответствии с законом распада, описываемым приближенной формулой

$$n = n_0 t^{-1,2}, \tag{5.1}$$

где t — время, *сек*. Таким образом, после взрыва электроны образуются в течение нескольких минут и даже часов. Если осколки деления разлетаются со скоростью около 500 *км/сек*, то электроны могут освобождаться на расстояниях до 10^6 *км* от точки взрыва. Но, по-видимому, разлетающиеся осколки деления в основном ионизированы [6], а если это так, то они могут захватываться магнитным полем Земли и не будут уходить далеко от места взрыва.

Радиоактивные продукты реакций, сопровождающих взрыв, могут создавать некоторое количество позитронов. Одним из процессов образования позитронов может быть реакция типа $(n, 2n)$, например: ^{27}Al $(n, 2n)^{26}$ Al. Ядра ^{26}Al распадаются с испусканием позитронов. Однако этот источник частиц, по-видимому, не играет существенной роли.

В основе действия термоядерной бомбы лежит реакция слияния изотопов водорода, приводящая к образованию гелия. Конечные продукты реакции нерадиоактивны, но на некоторых промежуточных стадиях реакции образуются заряженные частицы, которые могут быть захвачены. В реакции синтеза обычно принимают участие дейтерий и тритий. После реакции остается некоторое количество ядер трития, но они, вероятно, имеют совсем низкие энергии и не представляют никакого интереса для радиационных поясов. В реакциях (d, d) и (d, t) образуются нейтроны. Нейтроны (d, d) реакции имеют энергию около 3 *Мэв*, энергия нейтронов (d, t) реакции составляет около 14 *Мэв*. При распаде этих нейтронов образуются электроны и протоны с энергией 3 и 14 *Мэв* соответственно, но выход таких реакций очень мал.

Взрыв термоядерной бомбы создает довольно слабый искусственный радиационный пояс по сравнению с равноценной по выходу атомной бомбой, т. е. бомбой, основанной на реакции деления. Водородная бомба может содержать значительное количество расщепляющегося материала и, таким образом, может достаточно эффективно создавать радиационные пояса за счет β-распада осколков деления. Электроны β-распада осколков деления являются одним из наиболее важных источников частиц всех искусственных радиационных поясов, созданных до настоящего времени.

Частицы, образованные при ядерном взрыве, эмиттируются в некоторой определенной точке пространства. Через несколько секунд они растекаются вдоль силовой линии. А через несколько часов за счет дрейфа вокруг Земли они распространяются на все долготы и образуют «покрывало», окутывающее Землю. Толщина такого «покрывала» зависит от начальных размеров источника частиц.

Нейтронный источник. Одним из источников искусственных поясов являются нейтроны, образующиеся при взрыве. Можно оценить эффективность такого источника.

При взрыве однокилотонной бомбы образуется около 10^{23} нейтронов. Сами нейтроны не захватываются полем, но они радиоактивны и при распаде создают электроны и протоны, которые могут быть захвачены. Среднее время жизни нейтрона составляет около 1000 *сек*. При делении образуются нейтроны, имеющие среднюю энергию около 1 *Мэв*, что эквивалентно скорости около 10^9 *см/сек*. Такие нейтроны могут пройти расстояние 50 000 *км* и покинуть магнитосферу. Доля f нейтронов, которые распадаются внутри магнитосферы, равна

$$f \approx \frac{R}{v\tau_n} = \frac{1}{1000} \cdot \frac{5 \cdot 10^9}{10^9} = 0{,}005. \tag{5.2}$$

Доля таких распадающихся нейтронов возрастает с уменьшением их энергии. Этот процесс создает достаточно большие потоки заряженных частиц.

Протоны распада имеют энергии, приблизительно равные энергиям родительских нейтронов. Это означает, что протоны, образованные нейтронами деления, обладают энергией около 1 *Мэв*. Поток протонов, созданных нейтронным распадом, в операции «Морская звезда» был, вероятно, около 10^6 *протон/(см²·сек)* для энергий $E > 1$ *Мэв*. Естественные потоки протонов во многих областях пространства достигают значительно больших величин, поэтому протоны нейтронного происхождения можно не учитывать. Нейтроны реакции (d, t), создаваемые водородной бомбой, имеют энергию 14 *Мэв*. Таких нейтронов образуется немного. Нейтроны с энергией 14 *Мэв* имеют скорость, в 4 раза большую скорости нейтронов с энергией 1 *Мэв*, поэтому доля таких нейтронов, распадающихся внутри магнитосферы, составляет 1/4 соответствующей доли нейтронов с энергией 1 *Мэв*. Это означает, что поток протонов с энергией 14 *Мэв* в операции «Морская звезда» должен быть меньше 10^4 *протон/(см²·сек)*.

Однако электронные потоки при нейтронном распаде значительно больше протонных [7]. Если при взрыве на экваторе образуется S нейтронов, то полный поток нейтронов F в точке наблюдения составляет

$$F = S/4\pi\rho^2, \tag{5.3}$$

где ρ — расстояние от точки взрыва до точки наблюдения, которое (см. рис. 4.8) определяется из соотношения

$$\rho^2 = r^2 + R^2 - 2Rr\sin\theta\cos\varphi. \tag{5.4}$$

Плотность нейтронного распада для такого потока будет

$$n_0 = \frac{S}{4\pi\rho^2 v\tau_n}\ см^{-3}. \tag{5.5}$$

Взрыв является точечным источником, но частицы вследствие дрейфа распространяются по долготам и образуют оболочку. Плотность распада можно усреднить по долготе:

$$\bar{n}(r, \theta) = \int_{-\varphi_0}^{+\varphi_0} n_0(r, \theta, \varphi) \frac{d\varphi}{\pi} = \frac{S}{2\pi^2 v \tau_n} \int_0^{\varphi_0} \frac{d\varphi}{r^2 + R^2 - 2rR \sin\theta \cos\varphi}. \qquad (5.6)$$

С помощью уравнений (4.53) и (4.56б) такую пространственно-усредненную плотность нейтронного распада можно непосредственно преобразовать в пространственное распределение всенаправленного потока электронов. Однако мы не будем вычислять питч-угол электронов α с помощью уравнения (4.42), как это делали для протонов, а будем считать, что электроны, создаваемые в любой точке источника, имеют изотропное распределение.

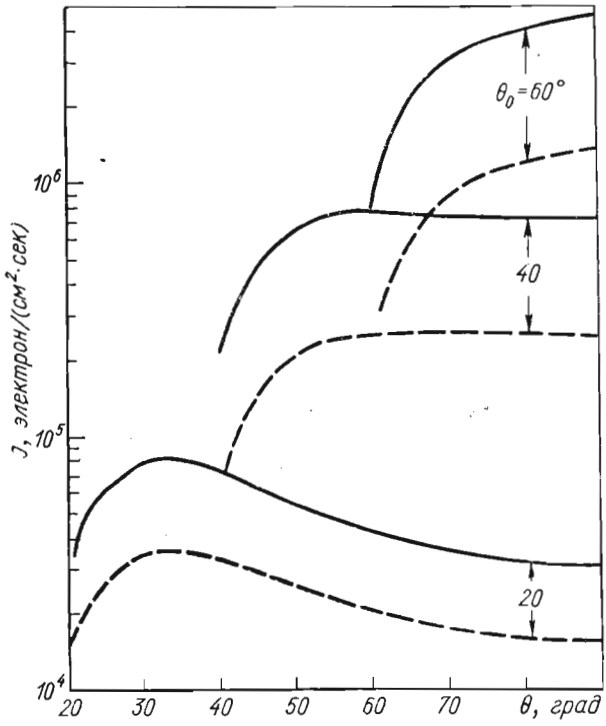


Рис. 5.1. Расчетные потоки захваченных электронов, ожидаемые от нейтронного распада при взрыве «Морская звезда»:
———— — с учетом альбедо; —— —— ——— — без учета альбедо.

Если нейтронный источник находится за пределами атмосферы, то нужно рассматривать не только нейтроны, движущиеся вверх от точки взрыва, но и нейтроны альбедо, идущие от верхней атмосферы. Около 80% нейтронов, движущихся вниз, отражаются атмосферой и затем поднимаются вверх. Отраженные нейтроны частично термализуются при столкновениях с ядрами элементов воздуха. В результате скорость их распада возрастает, и, в конце концов, нейтроны, первоначально двигавшиеся вниз, дают больше полное число распадов, чем нейтроны, двигавшиеся вверх. Выполнив соответствующие расчеты и нормализовав их (довольно приближенно) с учетом условий взрыва «Морская звезда», Киллин и др. [7] нашли пространственные распределения, изображенные на рис. 5.1. Нейтронный распад, сопровождающий взрыв «Морская звезда», может создавать электронные потоки, приближающиеся к величине 10^7 *электрон*/(*см*^{2}·*сек*). Такие потоки могут наблюдаться лишь в начальный момент. Со временем они, разумеется, будут убывать. Этот электронный поток не является пренебрежимо малым, но он маскируется значительно более мощным потоком электронов, образованных при делении в результате взрыва.

Вскоре после операции «Морская звезда» наблюдались некоторые явления, сопровождающие распространение волн весьма низких частот. Эти явления можно связать [8] с образованием электронов в результате нейтронного распада и последующим их высыпанием в атмосферу [9], которое привело к изменению свойств ионосферы.

Позитроны. Хоунс [10] и Кристофилос [11] рассмотрели возможность использования радиоактивных источников для инжекции позитронов в радиационный пояс. Согласно расчетам Хоунса 9-килограммовый медный образец, облученный в реакторе, может приблизительно в течение суток эмиттировать $3 \cdot 10^{21}$ позитронов. Такие частицы можно легко отличить от захваченных электронов. Используя позитроны в качестве средства диагностики, можно изучать процессы, определяющие поведение естественных захваченных электронов, и попытаться понять временной ход их развития.

Сьюард высказал предположение [12], что еще более эффективным источником позитронов может служить та же ядерная бомба. Согласно его оценкам 100-килотонная бомба с 30%-ным выходом для реакции деления может создать $6 \cdot 10^{21}$ позитронов за счет образования пар при взаимодействии жестких рентгеновских лучей с тонкой свинцовой оболочкой, в которую заключена бомба. Однако еще более эффективным источником являются $(n, 2n)$-реакции с энергией нейтронов 14 *Мэв*, образованных бомбой в результате реакции деления. Бомба с тротиловым эквивалентом 150 *кт* создает около 10^{25} таких нейтронов. Если бомбу поместить в медную или празеодимовую оболочку толщиной 2 *см*, то нейтроны с энергией 14 *Мэв* образуют около $4 \cdot 10^{23}$ позитронов. В результате реакций ^{141}Pr $(n, 2n)^{140}Pr$ образуются нестабильные ядра, 54% которых распадается с выходом позитронов с полупериодом 3,5 *мин*. Таким образом можно создать локализованный источник позитронов. Время жизни изотопа меди значительно больше, поэтому степень локализации источника уменьшается.

ОПЕРАЦИЯ «МОРСКАЯ ЗВЕЗДА»

Наиболее интересным из высотных ядерных взрывов с точки зрения образования частиц был взрыв «Морская звезда». Это была 1,4-мегатонная бомба, взорванная 9 июля 1962 г. на высоте 400 *км* над островом Джонсона в центральной части Тихого океана. Эксперимент был тщательно подготовлен с точки зрения наблюдений и измерений.

Магнитные и электромагнитные сигналы, а также свистящие атмосферики, генерируемые при взрыве, регистрировались в нескольких пунктах [13—15]. Явления подобного рода могут оказаться существенными для искусственного пояса. При взаимодействии с частицами естественного пояса может происходить изменение энергии и питч-углов. Такого рода изменения, претерпеваемые естественными захваченными частицами, могут вызывать некоторые наблюдаемые эффекты.

Через несколько секунд после взрыва в Новой Зеландии наблюдалось искусственное полярное сияние [16]. Оно было вызвано электронами и другими частицами, образовавшимися при взрыве, которые оказались незахваченными. Многие из этих частиц были инжектированы таким образом, что их зеркальные точки лежали ниже атмосферы, в результате чего они проникли в атмосферу и взаимодействовали с атомами кислорода и азота. Возбужденные атомы испускают свет, и таким образом возникает полярное сияние. В экспериментах по запуску ракет в зону естественных полярных сияний были обнаружены электроны больших энергий, так что такой процесс возникновения полярных сияний под действием электронов является достаточно хорошо установленным фактом.

К 10 июля 1962 г. существовало пять спутников, имевших на борту детекторы электронов, которые дали полезную информацию о вновь созданных захваченных частицах (табл. 5.2).

Спутник «Инджун-1» существовал длительное время и позволил провести очень удачное сравнение состояния радиационного пояса до и после взрыва. Детекторы на спутниках «ТРААК» и «Ариэль» также дали ценную информацию в этом смысле. К сожалению, спутник «Телестар» был запущен через день после взрыва «Морская звезда» и не позволил выполнить такое сравнение. Это тем более досадно, что «Телестар» поднимался на большие высоты и выполнял картографирование областей пространства, недоступных для других спутников.

Таблица 5.2

Результаты измерений электронной заселенности искусственного радиационного пояса

Космический корабль	Апогей, *км*	Перигей, *км*	Наклонение, *град*	Детекторы
«Ариэль»	1209	393	54	Экранированный счетчик Гейгера—Мюллера $E_e > 4{,}7$ *Мэв*
«Инджун-1»	1010	890	67	Экранированный счетчик Гейгера—Мюллера, регистрация электронов в диапазоне нескольких мегаэлектронвольт за счет тормозного излучения
«Телестар»	5630	955	44,7	4-канальный твердотельный детектор, $E_e > 0{,}2$ *Мэв*
«ТРААК»	1110	951	32,4	Экранированный счетчик Гейгера—Мюллера, $E_e > 1{,}6$ *Мэв*
«Космос-5»	1512	204	49	Экранированный счетчик Гейгера—Мюллера, $E_e > 7$ *Мэв*, возможна также регистрация тормозного излучения

Измерения, выполненные с помощью совместного англо-американского спутника «Ариэль», показали, что электроны высоких энергий, образованные бомбой, появлялись очень быстро после взрыва на высоких широтах вплоть

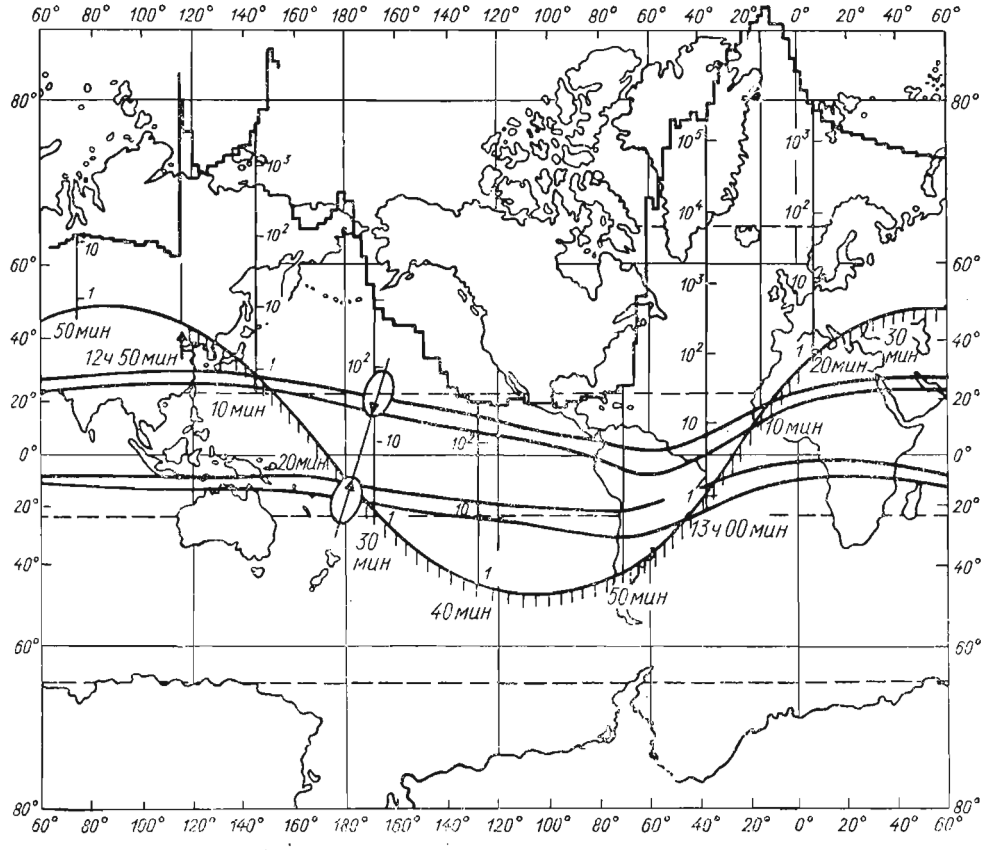


Рис. 5.2. Скорость счета счетчика Гейгера — Мюллера, установленного на спутнике «Космос-5» на первом витке после взрыва «Морская звезда» (9 июля 1962 г., время московское).

до оболочек $L = 5$ и более [17]. «Ариэль» прекратил свое существование через неделю после взрыва, но в течение всего этого времени на высотах до $L = 5$ наблюдались потоки энергичных электронов. «Космос-5» обнаружил излучение

от взрыва «Морская звезда», хотя спутник находился при этом западнее Японии. Возможно, что это была зарегистрирована вспышка γ-излучения после взрыва. Измерения на спутнике «Космос-5» показали [18], что за время одного оборота спутника после взрыва поток электронов на оболочке $L = 2{,}2$ увеличился в 100 раз (рис. 5.2).

Детекторы спутника «ТРААК» следили за распадом электронов взрыва «Морская звезда» на малых высотах вплоть до момента, когда спутник вышел из строя [19]. «ТРААК» обнаружил «островок» осколков деления, локализованный в верхних слоях атмосферы в районе Тихого океана, непрерывно инжектирующий в пояс электроны [20]. Эти электроны были короткоживущими, поскольку они эмиттировались на малых высотах и поэтому имели низколежащие точки отражения и сталкивались с довольно плотными слоями атмосферы.

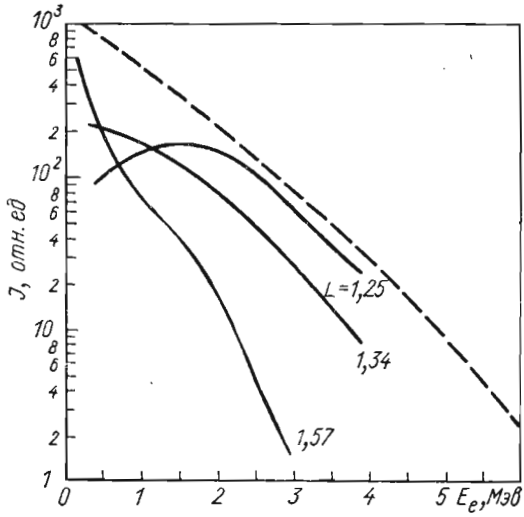


Рис. 5.3. Энергетические спектры электронов, образовавшихся после операции «Морская звезда» [24].

При сравнении результатов измерений нескольких детекторов, имеющих различные энергетические характеристики, был восстановлен энергетический спектр вновь созданных частиц. На высоте около 1000 *км* он очень напоминал равновесный энергетический спектр процесса деления; тем самым было установлено, что осколки деления представляют собой основной источник частиц в этой области [21].

Счетчики спутника «Инджун-1» регистрировали новый пояс на высоте 1000 *км*, с их помощью была построена первая контурная карта потоков электронов, образованных взрывом «Морская звезда» [22]. Спутник «Телестар» собирал всю информацию на высотах более 1000 *км* в течение первых трех месяцев после взрыва [23]. Когда спустя некоторое время после взрыва было проведено сравнение данных «Инджуна-1» и «Телестара», выяснилось, что они довольно противоречивы. Самый большой поток электронов по данным как «Телестара», так и «Инджуна-1» составлял около 10^9 *электрон*/(*см*^{2}·*сек*). Однако контур $\Phi = 10^7$ по измерениям «Инджуна-1» простирался до оболочки $L = 2$, в то время как по данным «Телестара» этот контур доходил до $L = 3$.

Распределение потока, полученное из измерений «Инджуна-1», выглядело намного более компактным, чем в случае «Телестара». Сейчас причины такого расхождения достаточно ясны. Указанное расхождение связано с различием энергетического спектра искусственных электронов на разных L-оболочках.

С помощью магнитного спектрометра, установленного на борту спутника ВВС США 1962 βК, были измерены энергетические спектры различных электронов, образованных взрывом «Морская звезда», на различных L-оболочках [24—26]. Такие спектры, зарегистрированные 8 декабря 1962 г., показаны на рис. 5.3. Для оболочки $L = 1{,}25$ энергетический спектр выглядит аналогичным спектру деления (см. рис. 5.3, штриховая линия), за исключением того, что в области низких энергий электронов меньше. Уменьшение числа электронов в этой области, возможно, связано с кулоновским рассеянием и энергетическими потерями в интервале времени между июлем и декабрем 1962 г. Спектр, соответствующий $L = 1{,}57$, более мягкий. Он содержит меньшее число высокоэнергетичных электронов, чем спектр деления. На этой оболочке процесс распада не должен протекать очень интенсивно, поэтому измеренный спектр, по-видимому, подобен начальному спектру, созданному на оболочке $L = 1{,}57$

9 июля 1962 г. Сравнивая показания счетчиков, установленных на спутнике «Ариэль» 27], видим, что на более высоких L-оболочках искусственные электроны имеют более низкие энергии.

Эта информация об энергетических спектрах помогает понять причины расхождения результатов измерений распределений потоков, выполненных спутниками «Телестар» и «Инджун-1». При рассмотрении этих распределений предполагалось, что все электроны имеют энергетический спектр, свойственный процессу деления. Детектор «Инджуна-1» не мог эффективно регистрировать электроны в области $E < 2$ *Мэв*. Напротив, детектор на борту «Телестара» был чувствительным к электронам низких энергий ($E < 1$ *Мэв*). Это означает, что «Телестар» регистрировал мягкие электроны на оболочке $L = 1{,}57$ гораздо более эффективно, чем «Инджун-1». Поэтому контуры, полученные с помощью «Инджуна-1», должны замыкаться на меньших высотах, чем контуры, построенные по измерениям «Телестара».

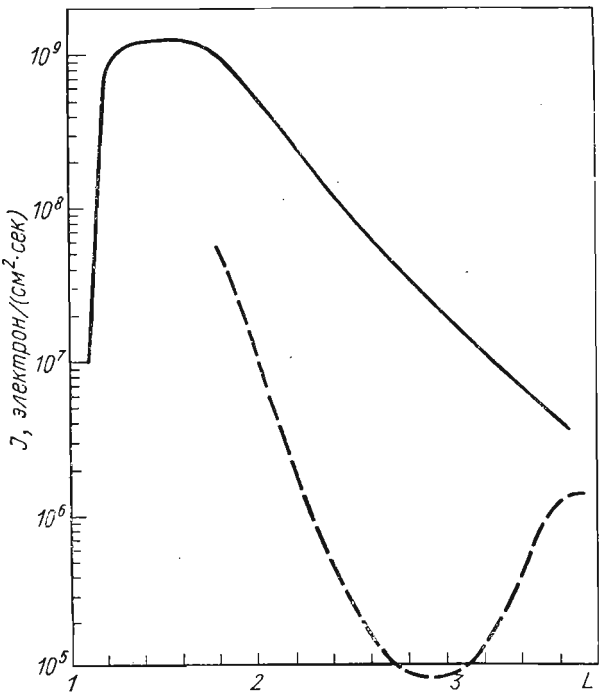


Рис. 5.4. Приближенные всенаправленные потоки электронов с энергией $E_e > 0{,}5$ *Мэв* вдоль экватора через 5 (сплошная кривая) и 100 (штриховая кривая) суток после взрыва «Морская звезда».

Эти два семейства контуров в действительности отражают два различных аспекта одного и того же явления. Картина, полученная «Инджуном-1», дает пространственное распределение электронов с энергией E около 2 *Мэв*. Картина спутника «Телестар» показывает пространственное распределение электронов с энергией E около 1/2 *Мэв*, и, вероятно, дает лучшую оценку полной концентрации электронов искусственного пояса, чем измерения «Инджуна-1», так как они не включают в себя информацию о большом числе электронов низких энергий, присутствующих в поясе. Полученные данные позволили построить приближенное пространственное распределение всех электронов через несколько дней после взрыва (рис. 5.4).

Карта электронных потоков, образованных взрывом на высоте 400 *км* над поверхностью Земли [21], представлена на рис. 5.5. На ней показаны потоки, наблюдавшиеся через неделю после взрыва. Большие потоки видны лишь в области Южной Атлантики, поскольку в этом районе поле самое слабое, и электроны в связи с условием отражения при определенной величине магнитного поля B_m подходят ближе всего к Земле.

Интерпретация пространственного распределения электронов искусственного пояса связана с определенными трудностями. Ионизированные осколки взрыва разлетаются в радиальных направлениях от эпицентра, и так как газ, образованный осколками, является хорошим проводником, он будет толкать перед собой магнитное поле. Таким образом, в магнитном поле образуется «пузырь» [28], рост которого прекращается в момент, когда энергия вытесненного магнитного поля сравняется с начальной кинетической энергией осколков E:

$$E = \frac{B^2}{8\pi} \cdot \frac{4\pi}{3} R^3. \qquad (5.7)$$

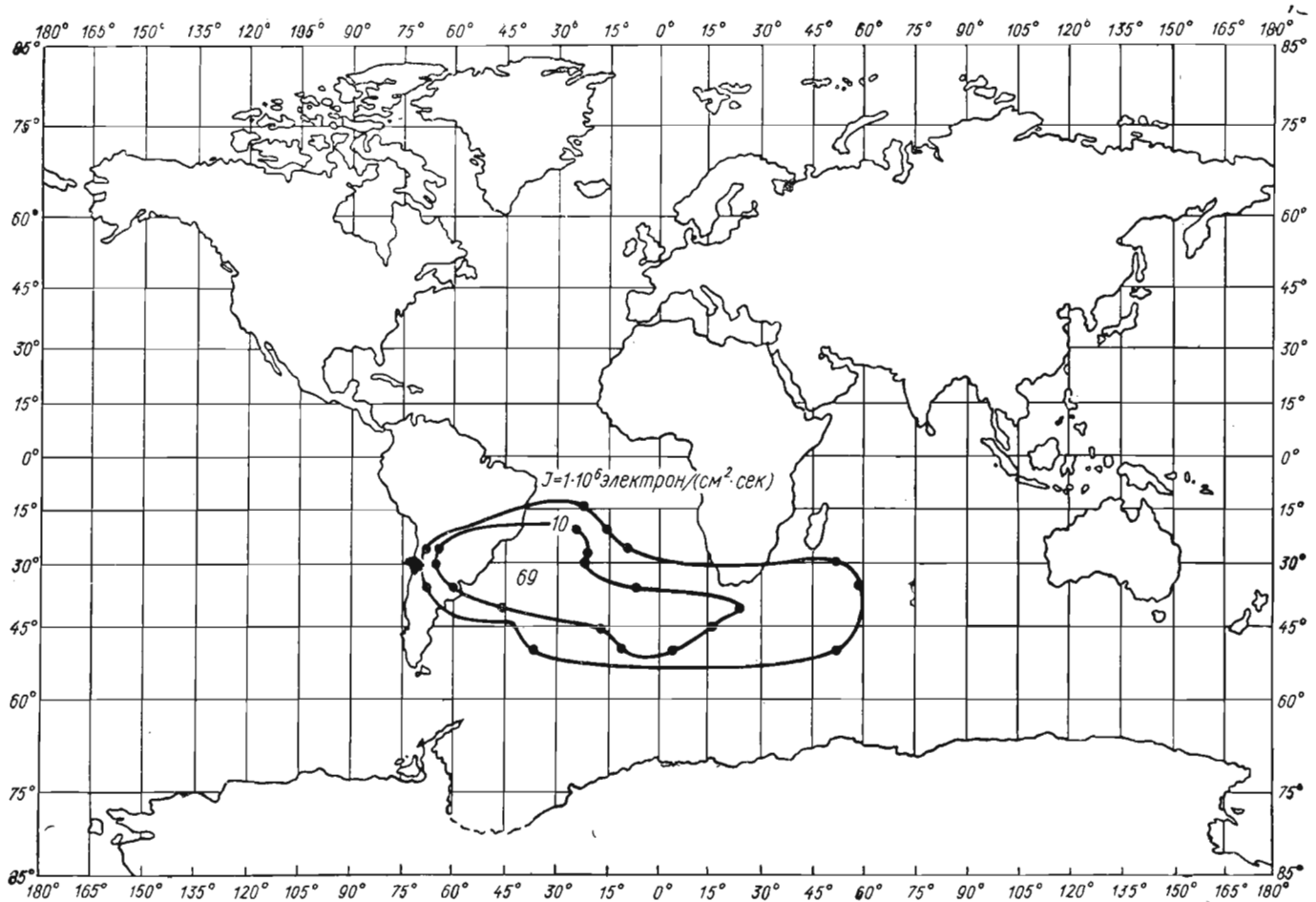


Рис. 5.5. Карта однонаправленных потоков электронов J с энергией $E_e > 0{,}5$ *Мэв*. $J_{макс} = 69 \cdot 10^6$ *электрон/(см²·сек)*.

Через время порядка нескольких секунд пузырь схлопывается и образуется область, заполненная осколками деления и электронами, имеющая размеры порядка радиуса пузыря R в момент схлопывания. Для эксперимента «Аргус» $E = 1$ *кТ* $= 4 \cdot 10^{19}$ *эрг*. При $B = 0{,}3$ *гс* получаем

$$R = 100 \text{ км}. \tag{5.8}$$

Как показали измерения на малых высотах, приблизительно такую толщину имела электронная оболочка в эксперименте «Аргус» [3].

Однако такая простая модель непригодна для рассмотрения взрыва «Морская звезда». В этом случае при условии $E_{\text{кин}} \sim 0{,}2E_{\text{полн}}$ радиус R, в соот-

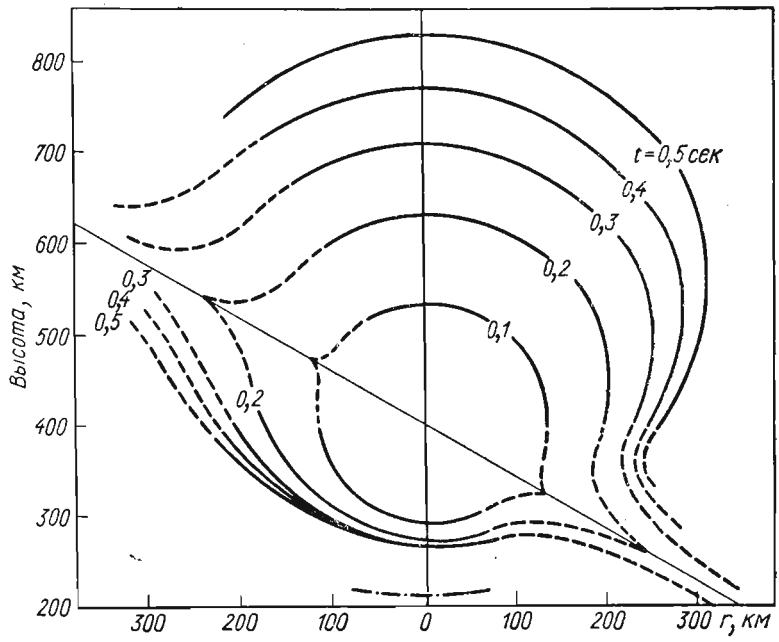


Рис. 5.6. Расчет разлета облака осколков, образованных взрывом «Морская звезда». Проекция на меридиональную плоскость границы облака в различные моменты времени. Штрих-пунктирной кривой изображен фронт ударной МГД-волны через 0,5 *сек* после взрыва.

ветствии с уравнением (5.7), был бы порядка 5000 *км*. В действительности же осколки должны были разлететься на значительно большее расстояние. Для того чтобы электроны достигли оболочки $L = 5$, пузырь должен был бы иметь в несколько раз больший диаметр, даже если бы осколки разлетались строго перпендикулярно силовым линиям. Если же они двигались в вертикальном направлении, диаметр был бы еще больше.

Серия фотографий разлета осколков при взрыве «Морская звезда» дает достаточно полную информацию о движении осколков и локализации образующихся электронов [29]. Как показали фотографии, протяженность облака осколков в направлении с запада на восток составляла около 500 *км*. Результаты магнитогидродинамических расчетов движения осколков, выполненных Цинном и др. [29] (рис. 5.6), согласуются с этими данными и предсказывают вертикальный разлет на расстояния также порядка 500 *км*. Расчеты вертикального движения подтверждаются измерениями распределения осколков деления в южной сопряженной точке, проведенными д'Арси и Колгейтом. Кроме распределения они измеряли количество осколков, достигавших южной сопряженной точки [30]. Измерения проводились с помощью рентгеновского спектрометра, установленного на самолете. Осколки начали регистрировать-

ся через 2 *сек* после взрыва и продолжали выпадать в течение нескольких часов. Оценки показали, что южной сопряженной точки достигло около 50% осколков деления. Осколки, пришедшие ранее, попадали на оболочку $L \sim 1{,}12$, более поздние осколки распространялись по высшим оболочкам, по крайней мере вплоть до $L = 1{,}29$. Тот факт, что основная доля осколков деления достигла южной сопряженной точки, показывает, что осколки, как и предполагалось [2], в основном ионизованы и их движение определяется магнитным полем.

Приведенные выше данные пока не объясняют присутствия электронов, образованных взрывом, на оболочках $L > 2$ и больших высотах. Определенную ясность в этот вопрос вносит фотография, сделанная на острове Рождества через 60 *сек* после взрыва (рис. 5.7). Из фотографии видно, что осколки преимущественно разлетаются вдоль силовых линий, но некоторая их часть оставляет четкий след при движении вверх, поперек силовых линий.

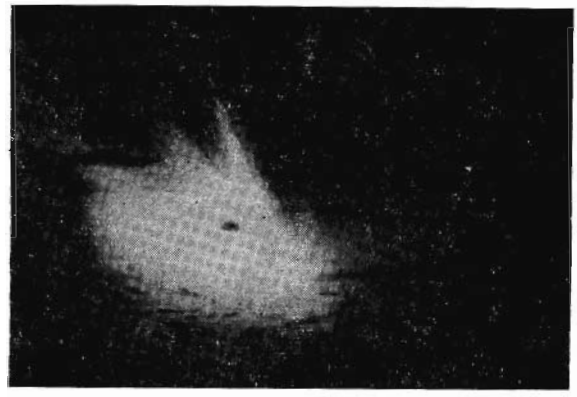


Рис. 5.7. Фотография разлета осколков взрыва «Морская звезда» [29].

Такая восходящая струя движется, по-видимому, вдоль касательной к силовым линиям в зоне взрыва. В связи с этим Цинн и сотр. считают, что, очевидно, часть потока оторвалась от искривляющихся силовых линий и устремилась вдоль прямой линии поперек поля на несколько сотен километров (пока не вышла из поля зрения камеры). По мере движения в поле стример с относительно постоянной скоростью теряет вещество; таким образом, возникает вертикально протяженное образование, напоминающее тонкий занавес.

Движение вещества поперек магнитного поля может осуществляться, если происходит поляризация вещества и возникает такое электрическое поле E, что дрейф в скрещенных полях в направлении $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ заставляет вещество перемещаться вдоль прямой. Неизвестно, как высоко поднимается струя, но ясно, что она может быть ответственной за возникновение в результате взрыва электронов на больших высотах. При движении вверх, в область ослабленного магнитного поля, струя расширяется, а связанные с ней электроны адиабатически охлаждаются и тем самым дают начало малоэнергичной электронной компоненте на больших высотах.

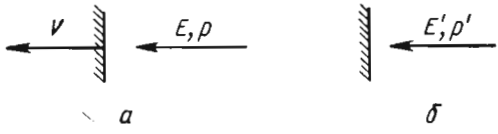


Рис. 5.8. Отражение частицы от движущейся (*а*) и покоящейся (*б*) стенок.

Идею адиабатического охлаждения можно понять, если рассмотреть поведение электронов, заключенных в полость, образовавшуюся внутри магнитного поля. Если полость расширяется, то частицы при столкновении с отступающей стенкой теряют энергию.

Замедление быстрых электронов в расширяющейся полости можно рассчитать по схеме механизма ускорения Ферми [31]. Пусть сначала частица внутри полости имела энергию E. Для изучения отражения частицы от стенки полости воспользуемся преобразованием Лоренца и перейдем к системе координат (рис. 5.8), в которой стенка покоится (соответствующие обозначения E', p'). Тогда

$$p' = \gamma p - \beta\gamma E, \tag{5.9}$$

$$E' = -\beta\gamma p + \gamma E. \tag{5.10}$$

При отражении от неподвижной стенки энергия частицы сохраняется, а знак импульса меняется на противоположный. Возвращаясь к лабораторной системе, получаем

$$E'' = -\beta\gamma p'c + \gamma E' = -\beta\gamma(\gamma pc - \beta\gamma E) + \\ + \gamma(-\beta\gamma pc + \gamma E) = -2\beta\gamma^2\beta^* E + \gamma^2(1+\beta^2)E, \quad (5.11)$$

где $\beta^* c$ — скорость электрона, а βc — скорость стенки; кроме того, мы здесь использовали соотношение $pc = \beta^* E$. Относительная потеря энергии при столкновении равна

$$f = (E'' - E)/E = -2\beta\gamma^2\beta^* + \gamma^2(1+\beta^2) - 1. \quad (5.12)$$

Для случая $\beta \ll 1$ и $\beta^* \approx 1$ получаем

$$f \approx -2\beta. \quad (5.13)$$

Число столкновений частицы со стенкой за одну секунду равно

$$n \approx c/l, \quad (5.14)$$

где l — диаметр полости. Скорость потерь энергии частицей составляет

$$\frac{dE}{dt} = Efn = -\frac{2\beta Ec}{l}; \quad \frac{dE}{E} = -\frac{dl}{l}. \quad (5.15)$$

В результате интегрирования получаем

$$E/E_0 = l_0/l, \quad (5.16)$$

где E_0 — начальная энергия частицы, а l_0 — начальный диаметр полости.

Рассмотрим теперь, как меняется при расширении полости распределение частиц по энергиям:

$$N(E_0)\,dE_0 = N(E)\,dE\,\frac{dE_0}{dE} = \frac{l}{l_0} N\left(\frac{l_0 E_0}{l}\right) dE. \quad (5.17)$$

Это выражение показывает, что уже при степени расширения полости $l/l_0 = 2$ происходит обогащение мягкой компоненты спектра, вполне достаточное для объяснения результатов наблюдений электронов взрыва «Морская звезда» на оболочке $L = 1{,}57$.

Совершенно очевидно, что спектры, изображенные на рис. 5.3, принадлежат электронам, образованным взрывом бомбы. Детектор, установленный на спутнике «Космос-5», обнаружил на оболочке $L = 2{,}2$ за время одного оборота по орбите после взрыва увеличение скорости счета в 100 раз [32]. Распад, который наблюдался с помощью спутника «Телестар» после 9 июля на оболочках $L > 2$, несомненно относится к нестационарной концентрации искусственно созданных частиц. Электроны обязаны своим происхождением взрыву бомбы, но они не обязательно должны быть электронами распада осколков деления. Имеется по крайней мере четыре механизма, которые могут создавать электроны малых энергий: а) фермиевское замедление в расширяющейся полости; б) ударный нагрев окружающих электронов; в) замедленный распад осколков деления; г) перераспределение естественных частиц.

Колгейт предположил [33], что электроны ускоряются гидромагнитной ударной волной, сопровождающей взрыв «Морская звезда». Осколки взрыва, разлетающиеся со скоростью $2 \cdot 10^8$ *см/сек*, создают ударную волну, которая, согласно Колгейту, ускоряется по мере продвижения в область больших высот, т. е. в область меньшей концентрации ионов, и должна достичь скорости $5 \cdot 10^8$ *сек*. В результате этого могут появиться α-частицы с энергией около 500 *кэв* или протоны с энергией около 125 *кэв*. Если существует какой-либо ударно-диссипативный механизм, который может передавать энергию электронам, то могут возникнуть электроны сравнимых энергий. Не ясно, имеется ли в действительности такой механизм, но в любом случае этот процесс не мог бы создать электроны довольно больших энергий, которые необходимы

для объяснения результатов наблюдений в операции «Морская звезда» на больших высотах. Электроны с энергией $E > 5$ *Мэв*, наблюдавшиеся Мак-Илвейном на оболочке $L \sim 3$ (рис. 5.9), которые, очевидно, имеют искусственное происхождение, не могли быть созданы ударным нагревом. Кроме того, после взрыва «Морская звезда» не наблюдалось заметных изменений потоков протонов с энергией $E \approx 1$ *Мэв*. Девис, Хоффман и Уильямсон не обнаружили никаких изменений потока протонов в области $0{,}1$ *Мэв* $< E < 5$ *Мэв* и после взрыва, проведенного 28 октября в СССР. Если бы ударный нагрев играл важную роль, он должен был бы отразиться и на поведении протонов.

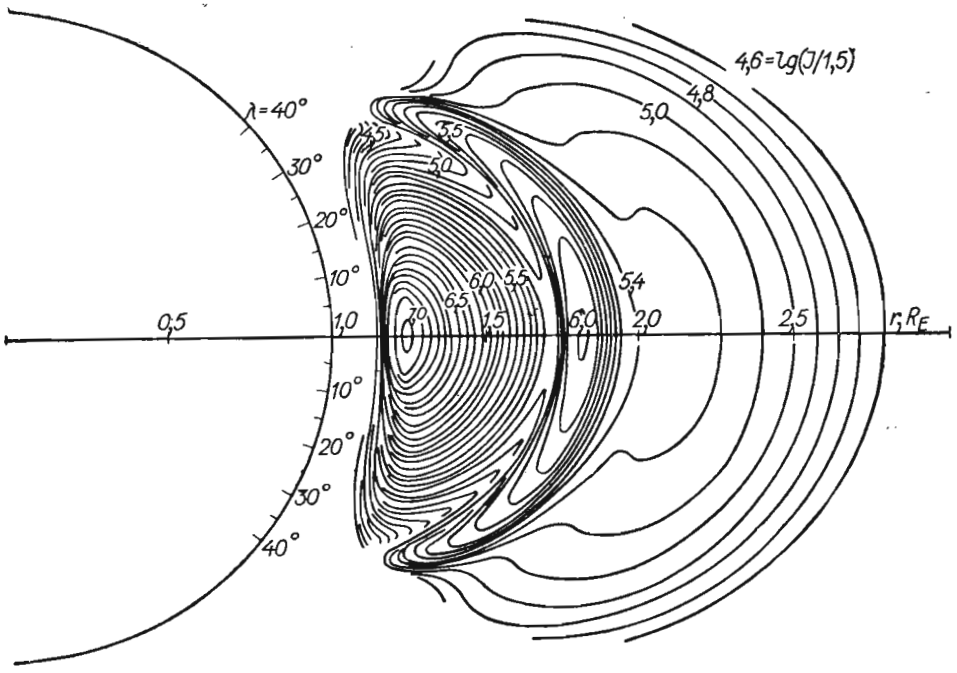


Рис. 5.9. Пространственное распределение электронов, полученное Мак-Илвейном на «Эксплорере-15» 10 ноября 1962 г. [35].

Третья из вышеуказанных возможностей, связанных с образованием электронов низких энергий, касается временной истории осколков распада. Равновесный энергетический спектр распада (см. рис. 5.3) представляет собой спектр, который дает реактор. В действительности он состоит из множества энергетических спектров, возникающих в различные моменты времени после акта распада. Высокоэнергичные электроны возникают на ранних стадиях, электроны низких энергий появляются позже. Энергетический спектр мягких электронов, наблюдавшийся на оболочке $L = 1{,}57$ (см. рис. 5.3), мог бы возникнуть, если бы распад осколков деления происходил с задержкой около одного часа. Кажется неправдоподобным, чтобы они могли просуществовать в космосе в течение столь длительного времени. Колгейт высказал предположение [6], что осколки деления могут замедляться разлетающимися продуктами взрыва, сгребающими воздух. При достаточном замедлении осколков их β-спектр может измениться, тем не менее время жизни осколков порядка часа остается маловероятным. Наиболее правдоподобное объяснение образования электронов малых энергий на высоких L-оболочках, по-видимому, дает механизм расширения и остывания восходящих продуктов взрыва, обсуждавшийся ранее в связи с результатами фотосъемок на острове Рождества.

Поскольку потоки искусственных электронов, образованных взрывом «Морская звезда», велики, ничего невозможно сказать об изменениях, которые

претерпевают естественные электроны пояса. Однако имеется некоторая информация об изменениях потоков протонов высоких энергий. С помощью ядерных эмульсий, запущенных на возвращаемых на Землю спутниках, проводились измерения потока протонов с энергией 55 *Мэв* в различные моменты времени до и после взрыва «Морская звезда» [34]. Приблизительно через три недели после взрыва поток таких протонов на высоте 400 *км* в районе южноатлантической аномалии увеличивается в пять раз по сравнению с его величиной до взрыва. Впоследствии этот поток распался (см. гл. 4). При взрыве не образуется источник протонов с энергией $E_p = 55$ *Мэв*, поэтому зарегистрированные частицы должны быть протонами естественного пояса. Вероятно, что в результате взрыва происходит смещение небольшой доли высокоэнергичных протонов пояса Ван Аллена. Подобные явления могут быть обусловлены гидромагнитными волнами, образующимися при взрыве, однако количественная сторона процесса и его детали остаются неясными.

Наблюдаемое явление можно было бы объяснить при условии, что происходит перемещение вниз хотя бы нескольких процентов протонов высоких энергий. В интересующей нас области вертикальный градиент потока очень велик: соответствующая шкала высот составляет примерно 60 *км*. Это означает, что небольшие процентные изменения на больших высотах могут легко привести к большим процентным изменениям на малых высотах. Операция «Морская звезда» не вызвала заметных изменений потока протонов высоких энергий на больших высотах. Измерения, проведенные на «Эксплорере-15» и «Телестаре» до и после взрывов, осуществленных 28 октября и 1 ноября 1962 г. в СССР, также не показали изменений потока энергичных протонов [35, 36].

ВЫСОТНЫЕ ВЗРЫВЫ, ОСУЩЕСТВЛЕННЫЕ В СССР

Спутник «Эксплорер-15» был запущен 27 октября 1962 г. для изучения искусственного радиационного пояса. До вывода его на орбиту оставалось два искусственных пояса, а через день после его запуска был создан еще один. Высотные взрывы в Советском Союзе были осуществлены 22 и 28 октября, а 1 ноября 1962 г. был произведен третий взрыв. На «Эксплорере-15» были установлены детекторы с порогами регистрации от 0,5 до 5 *Мэв*, перекрывавшие весь ожидаемый диапазон энергий электронов, образующихся в результате деления.

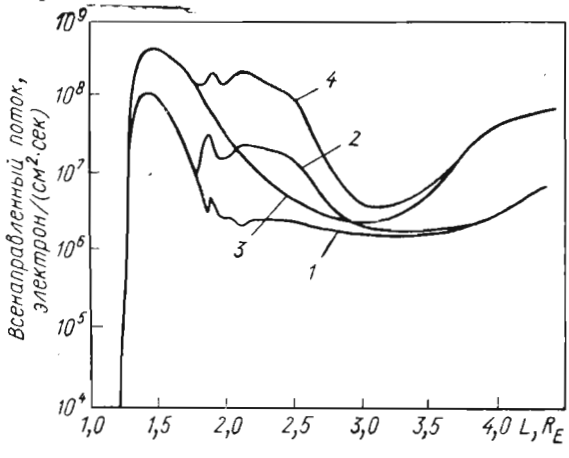


Рис. 5.10. Распределение электронов вдоль экватора до и после высотного взрыва, произведенного в СССР 28 октября 1962 г.

На рис. 5.10 показано распределение электронов, полученное с помощью двух пороговых детекторов «Эксплорера-15» [37, 38]. Кривые *1* ($E > 1{,}9$ *Мэв*) и *3* ($E > 0{,}5$ *Мэв*) сняты сразу после запуска «Эксплорера-15»; кривые *2* ($E > 1{,}9$ *Мэв*) и *4* ($E > 0{,}5$ *Мэв*) зарегистрированы пятью часами позднее, после второго взрыва, осуществленного в Советском Союзе. Как видно из рис. 5.10, новый электронный пояс, образованный при взрыве, начинался с оболочки $L = 1{,}8$ и простирался до $L \approx 3$. Внутренняя граница пояса очень резкая. По-видимому, осколки взрыва разлетались преимущественно вверх, как в пузыре, свободном от поля. Для оболочек $L \lesssim 1{,}7$ электронные потоки после взрывов оставались практически неизменными. Небольшой выброс на кривой *1* (см. рис. 5.10) при $L \approx 1{,}8$, по-видимому, обусловлен остаточными

эффектами, связанными со взрывом 22 октября. Этот взрыв был зарегистрирован также спутником «Телестар».

Спутник ВВС США 1962 βK с полярной орбитой проводил исследование искусственных поясов с помощью нескольких приборов для радиационных измерений. Пятиканальный магнитный электронный спектрометр [24], установленный на этом спутнике, позволял измерять энергии электронов в диапазоне от 0,3 до 3,2 *Мэв*. С помощью этого прибора был зарегистрирован взрыв, про-

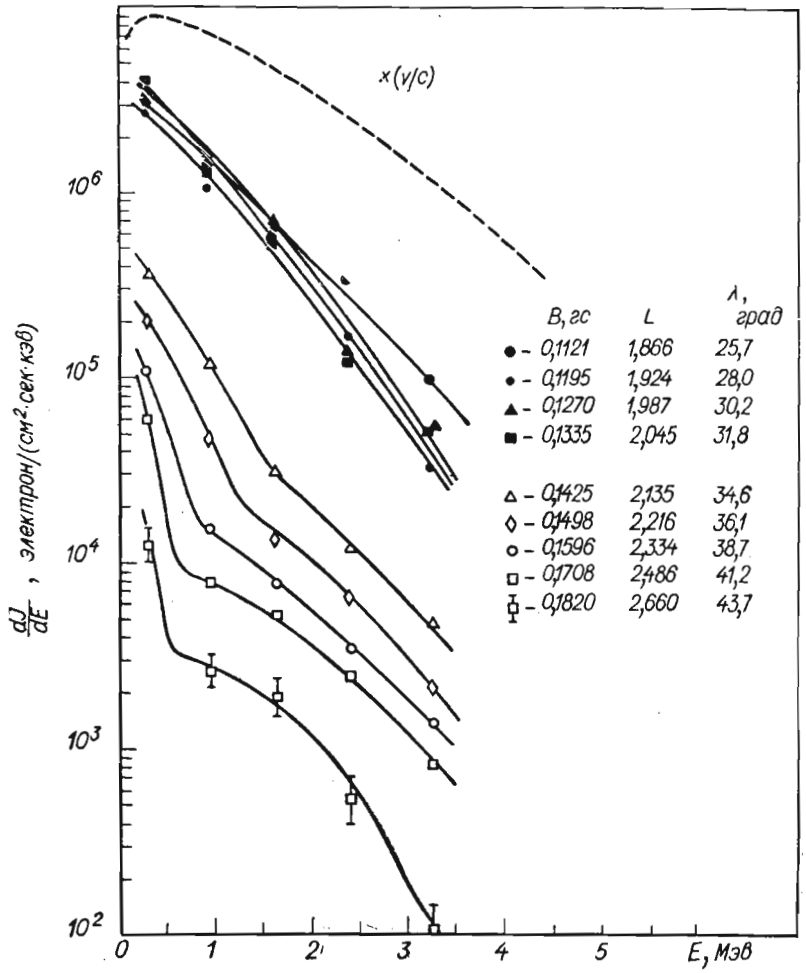


Рис. 5.11. Спектры захваченных электронов на различных оболочках, образованных взрывом 28 октября 1962 г., измеренные через 7,5 *ч* после взрыва [24].

изведенный в СССР 28 октября 1962 г., и было установлено, что вблизи оболочки $L = 1{,}9$ электроны имеют спектр, сходный со спектром реакции деления (рис. 5.11, штриховая кривая), а на более высоких оболочках спектр становится более сложным. Детекторы, установленные на «Эксплорере-15», показали, что энергетический спектр электронов, созданных взрывом 28 октября, с увеличением L становился мягче [37], что в общих чертах, соответствует данным, представленным на рис. 5.10.

С помощью нескольких направленных детекторов спутника 1962 βK было обнаружено, что распределение потока электронов, инжектированных 28 октября, характерно для источника, достаточно удаленного от экватора [39].

На рис. 5.12 представлена R — λ-карта всенаправленного потока электронов, снятая магнитным спектрометром через 7,3 *ч* после взрыва 28 октября [24,

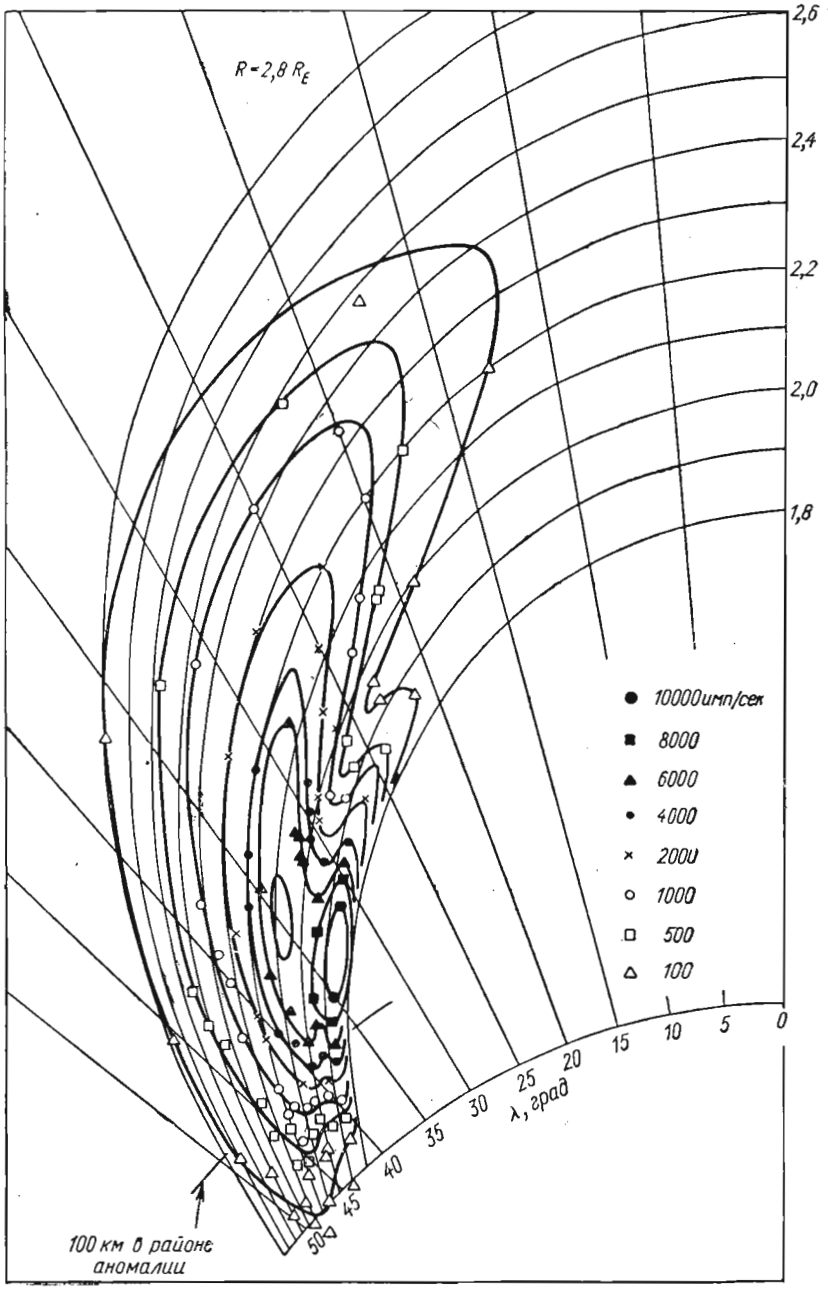


Рис. 5.12. R—λ-карта пространственного распределения электронов, образованных двумя взрывами в СССР в октябре 1962 г. для 140° восточной долготы.

26]. Видны два максимума распределения, которые обусловлены наложением электронов, образованных двумя взрывами, произведенными в СССР. Внутренний максимум, соответствующий оболочке $L = 1{,}8$, образован взрывом 22 октября, внешний максимум, относящийся к оболочке $L \approx 2{,}0$, создан вторым взрывом, осуществленным в СССР 28 октября. Очевидно, что эпицентры обоих взрывов расположены на относительно малых высотах. За электроны на высоких L-оболочках (см. рис. 5.11) ответствен, по-видимому, тот же механизм, что и в случае операции «Морская звезда».

В процессе измерения временных характеристик искусственного пояса, образованного 28 октября, детекторы спутника 1962 βK зарегистрировали 1 ноября инжекцию новых электронов, составивших пояс ограниченных размеров в районе оболочки $L = 1{,}8$. В обоих случаях потоки новых частиц спадали с характерным временем порядка нескольких дней, причем частицы низких энергий распадались быстрее высокоэнергичных [39].

Приблизительно через неделю после ядерных взрывов в СССР частицы, инжектированные на оболочках $L > 1{,}7$, в значительной мере распались. Пространственное распределение электронов в области энергий $E > 5$ *Мэв*, измеренное Мак-Илвейном 10 ноября на «Эксплорере-15» [35], показано на рис. 5.9. На оболочках ниже $L = 1{,}7$ ясно видны остатки электронов операции «Морская звезда», в области $L = 1{,}8$ наблюдается советский искусственный пояс. Потоки электронов в области $E > 5$ *Мэв*, существующие на оболочках вплоть до $L = 4$, обусловлены в основном взрывами, проведенными в СССР, и частично остаточными эффектами операции «Морская звезда».

РАСПАД ЭЛЕКТРОНОВ

Одной из самых интересных особенностей искусственного радиационного пояса, образованного в результате операции «Морская звезда», является процесс его распада. Приборы, установленные на ряде спутников, следили за временным ходом концентраций частиц в течение нескольких лет и позволили выявить некоторые общие черты процесса распада. На малых высотах, порядка нескольких сот километров, в результате взаимодействия с атмосферой распад происходит быстро. На больших высотах распад также протекает довольно интенсивно, но он не связан с атмосферой, а обусловлен какими-то другими причинами. В промежуточной области, расположенной между указанными зонами быстрого распада, разрушение поясов происходит медленно,и, по-видимому, его можно объяснить наличием на больших высотах разреженной атмосферы.

До создания искусственных радиационных поясов время жизни электронов можно оценивать лишь косвенными методами. В стационарном случае, т. е. при условии, что количество частиц в достаточной мере постоянно во времени, единственным способом определения времени жизни захваченной частицы τ является измерение притока либо стока частиц с последующим использованием уравнения модели «дырявого ведра»:

$$I = O = Q/\tau \qquad (5.18)$$

или какой-либо иной аналогичной процедуры. В этом уравнении Q — полное число захваченных частиц в объеме пояса; I — приток частиц; O — сток их. Оценки, проводимые ранее таким способом, обычно были связаны с определением стока O частиц в атмосферу и давали весьма большой разброс величины τ. Сейчас мы располагаем данными непосредственных измерений времени жизни τ по распаду искусственных радиационных поясов, которые избавляют нас от необходимости прибегать к косвенным методам, всегда вызывавшим определенное недоверие.

Кулоновское рассеяние электронов. При рассмотрении распада электронов, образовавшихся в результате операции «Морская звезда», удобно разделить проблему на две части, а именно отдельно рассматривать большие и малые высоты.

В области пространства $L < 1{,}7$ наблюдался быстрый начальный распад на малых высотах, за которым последовал медленный распад, обусловленный кулоновским рассеянием на атомах атмосферы. Ван Аллен и др. измеряли распад искусственных электронов на высоте 1000 *км* с помощью спутников «Инджун» [40] (рис. 5.13). Распад электронов был прослежен также Бостромом и Вильямсом, использовавшими данные спутника 1963-38*c* [41], и Мак-Диармидом и др. путем измерений на спутнике «Алуэтт» [42]. Вслед за начальной стадией быстрого распада, который происходил тем быстрее, чем больше была величина магнитного поля (низкие высоты), наблюдался медленный распад, остававшийся постоянным почти для всех значений магнитного поля. Измерения распада электронов «Морской звезды», проведенные на спутнике «Алуэтт» с сентября 1962 г. по январь 1963 г., показали, что в области $1{,}3 < L < 1{,}6$ константы времени составляют несколько месяцев. Мак-Илвейн исследовал захваченные электроны «Морской звезды» с помощью «Эксплорера-15» в течение около трех месяцев, начиная с октября 1962 г. Он обнаружил, что в области $1{,}25 < L < 1{,}7$ типичные значения констант распада больше одного года, а в некоторых случаях они составляют более трех лет [35].

Уолт и Ньюкирк [43] ввели поправки к измерениям для $B = 0{,}20$; 0,21 и 0,22 *гс* (см. рис. 5.13, *б*). Эти поправки вызваны смещением при взрыве захваченных протонов, которое наблюдали Фильц и др. [34]. С учетом поправок кривые на рис. 5.13, *а* и *б* хорошо согласуются с результатами расчета распада при кулоновском рассеянии, которые будут обсуждаться ниже в этой главе.

На малых высотах распад происходит быстрее. Согласно измерениям Гласса [44] для высоты 400 *км* распад, наблюдавшийся в течение нескольких месяцев после операции «Морская звезда», можно описать законом

$$\Phi(t) = \frac{\Phi(0)}{1 + t/20}, \tag{5.19}$$

где t — время в сутках.

Потери электронов, захваченных геомагнитным полем при взаимодействии с атмосферой, изучались еще раньше [45, 46]. Уэнтуорт и др. предложили использовать для этих исследований формализм Фоккера—Планка. Полное представление Фоккера—Планка, включающее рассеяния и энергетические потери, было сформулировано в работе [47].

Взаимодействие с атмосферой представляет собой многократные столкновения электронов с атомами и ионами. Поскольку в энергетическом диапазоне, представляющем интерес для искусственных радиационных поясов, образованных ядерными взрывами (от 0,5 до нескольких мегаэлектронвольт), рассеяние на большие углы приводит к бóльшим временам жизни, чем отклонение на малые углы при многократном рассеянии, рассеянием на большие углы можно пренебречь. Рассеяние на малый угол может произойти на любом участке силовой линии и в общем случае приведет либо к опусканию, либо к поднятию зеркальной точки электрона. При энергиях порядка нескольких мегаэлектронвольт рассеяние сопровождается незначительными энергетическими потерями. В результате большого числа актов рассеяния будет происходить диффузия электронов вдоль силовой линии и постепенное уменьшение их энергии. В первом приближении такое явление переноса описывается разложением Фоккера—Планка по степеням среднего угла рассеяния, который является малой величиной. Учитываются члены до второго порядка малости по этому параметру, первый из отброшенных членов содержит угол в четвертой степени. В этом приближении оказывается возможным разделить члены, описывающие рассеяние и энергетические потери.

Рассмотрим сейчас в явной форме лишь такие условия, при которых распределение не зависит от долготы φ, и, следовательно, можно пользоваться характеристиками атмосферы, усредненными по долготам.

Рассеяние, необходимое для полной потери электрона за счет изменения поля B в точке отражения, приведет к изменению L лишь на величину порядка ларморовского радиуса (порядка 1 *км*). Поскольку интересующие нас электрон-

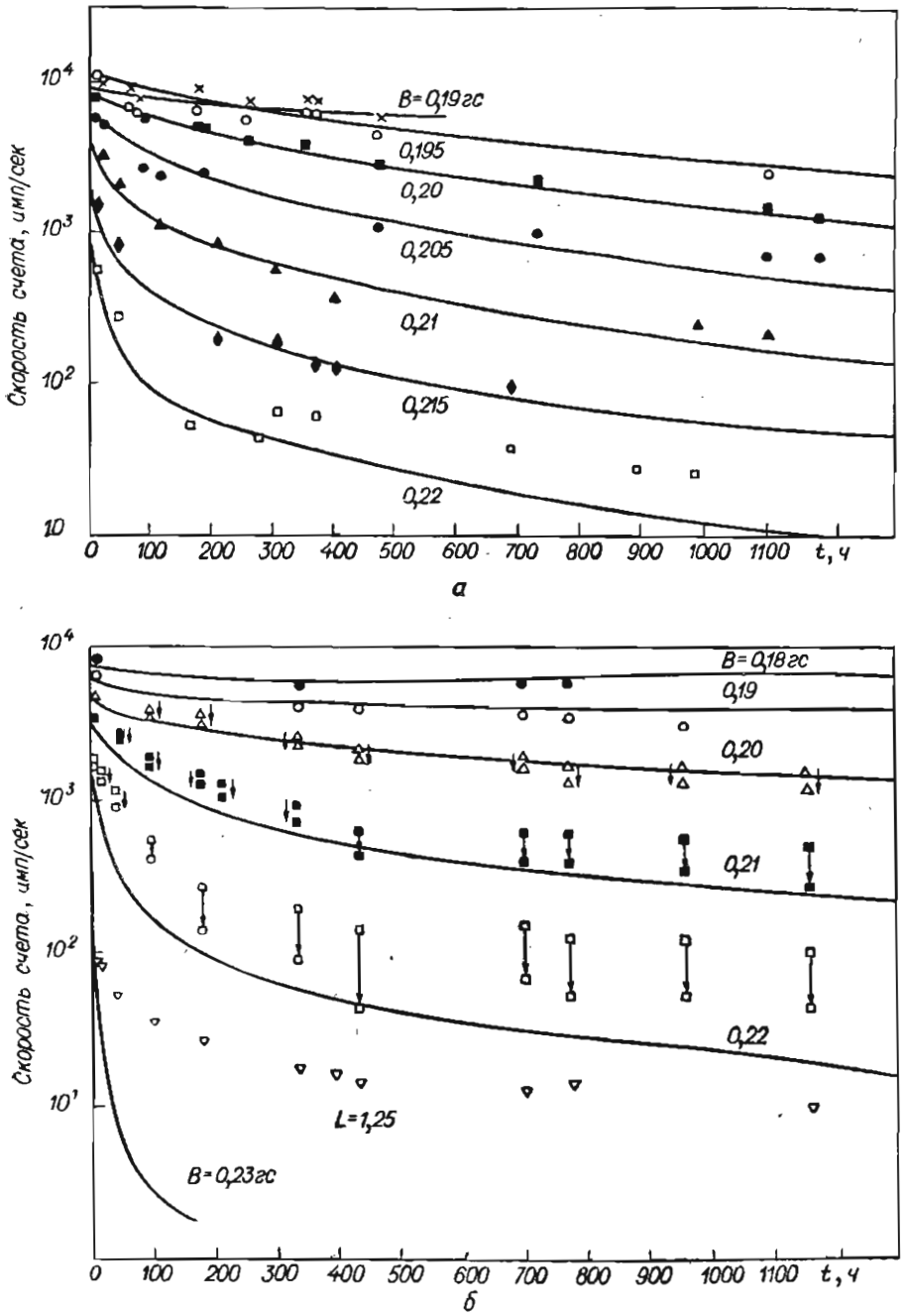


Рис. 5.13. Сравнение теоретических и экспериментальных значений времени вариации потока электронов, образованных в результате операции «Морская звезда». Сплошные кривые — результаты расчета по теории рассеяния в атмосфере для $L = 1{,}185$ (*а*) и для $L = 1{,}25$ (*б*).

ные распределения несущественно меняются при изменении L на указанную величину, всякой диффузией по L мы будем пренебрегать. Разумеется, заселенности разных L-оболочек будут иметь различные временные характеристики, но при расчетах их можно считать независимыми. При диффузии в магнитном поле B зеркальные точки удерживают внутри силовой трубки с постоянной величиной магнитного потока: $\Phi = \text{const}$.

Итак, функцию распределения U можно определить следующим образом [48]:

$$U(L, B, E, t)\, d\Phi\, dB\, dE = dN, \tag{5.20}$$

где dN — число частиц с энергией от E до $E + dE$, заключенных в силовой трубке с магнитным потоком $d\Phi$, отражающихся в поле в пределах от B до $B + dB$ и находящихся в момент времени t на магнитной оболочке L.

Для того чтобы связать функцию распределения U с числом частиц на кубический сантиметр M, отражающихся в некоторой точке, положим

$$U d\Phi\, dB\, dE = M d V\, dE, \tag{5.21}$$

где dV — элемент объема. Учтем теперь, что $d\Phi = BdA$, где dA — элемент площади, перпендикулярный силовой линии, а $dV = dAdl$, где dl — элемент длины дуги вдоль силовой линии. В таком случае с помощью уравнений (2.132) и (2.15) находим

$$U = \frac{M}{B} \cdot \frac{dl}{dB} = \frac{\pi j_0 \tau_B}{B_m^2}. \tag{5.22}$$

Для вывода уравнения Фоккера—Планка рассмотрим, как меняется U со временем. Функцию распределения в момент времени $t + \Delta t$ запишем так:

$$U(B, E, t + \Delta t) =$$

$$= \int_0^\infty \int_0^\infty U_1(B - \beta,\ E - \varepsilon,\ t)\, \pi(B - \beta,\ E - \varepsilon,\ \beta,\ \varepsilon,\ \Delta t)\, d\beta\, d\varepsilon, \tag{5.23}$$

где величина $\pi(B - \beta,\ E - \varepsilon,\ \beta,\ \varepsilon,\ \Delta t)\, d\beta\, d\varepsilon$ представляет собой вероятность того, что за время Δt в результате кулоновского рассеяния и ионизации магнитное поле β в точке отражения меняется на величину $d\beta$, а энергия частицы ε — на величину $d\varepsilon$.

В результате разложения U и π в ряд Тейлора в окрестности точки (B, E, t) получаем

$$U(B, E, t + \Delta t) = \int_0^\infty \int_0^\infty \left[U(B, E, t) + \frac{\partial U}{\partial B}\beta + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial B^2}\beta^2 + \frac{\partial U}{\partial E}\varepsilon + \ldots\right] \times$$

$$\times \left[\pi(B, E, \beta, \varepsilon, \Delta t) + \frac{\partial \pi}{\partial B}\beta + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 \pi}{\partial B^2}\beta^2 + \frac{\partial \pi}{\partial E}\varepsilon + \ldots\right] d\beta\, d\varepsilon. \tag{5.24}$$

После перегруппировки членов получаем

$$U(B, E, t + \Delta t) = \int_0^\infty \int_0^\infty U(B, E, t)\, \pi(B, E, \beta, \varepsilon, \Delta t)\, d\varepsilon -$$

$$- \frac{\partial}{\partial B} \int_0^\infty \int_0^\infty U(B, E, t)\, \pi(B, E, \beta, \varepsilon, \Delta t)\, \beta d\beta\, d\varepsilon +$$

$$+ \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial B^2} \int_0^\infty \int_0^\infty U(B, E, t)\, \pi(B, E, \beta, \varepsilon, \Delta t)\, \beta^2 d\beta\, d\varepsilon -$$

$$- \frac{\partial}{\partial E} \int_0^\infty \int_0^\infty U(B, E, t)\, \pi(B, E, \beta, \varepsilon, \Delta t)\, \varepsilon\, d\beta\, d\varepsilon. \tag{5.25}$$

Вынося $U(B, E,$ за знак интеграла, получим

$$U(B, E, t+\Delta t) \approx U(B, E, t) - \frac{\partial}{\partial B}(U\langle\beta\rangle) + \\ + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial B^2}(U\langle\beta^2\rangle) - \frac{\partial}{\partial E}(U\langle\varepsilon\rangle). \tag{5.26}$$

Мы получили уравнение Фоккера—Планка в том виде, в каком оно обычно используется для описания кулоновского рассеяния быстрых электронов тепловыми атомами атмосферы. Коэффициенты уравнения определяются следующими выражениями:

$$\langle\beta\rangle = \frac{1}{\Delta t}\int_0^\infty\int_0^\infty \pi(B, E, \beta, \varepsilon, \Delta t)\,\beta\, d\beta\, d\varepsilon, \tag{5.27}$$

$$\langle\beta^2\rangle = \frac{1}{\Delta t}\int_0^\infty\int_0^\infty \pi(B, E, \beta, \varepsilon, \Delta t)\,\beta^2\, d\beta\, d\varepsilon, \tag{5.28}$$

$$\langle\varepsilon\rangle = \frac{1}{\Delta t}\int_0^\infty\int_0^\infty \pi(B, E, \beta, \varepsilon, \Delta t)\,\varepsilon\, d\beta\, d\varepsilon \tag{5.29}$$

и представляют собой средние значения переменных, отнесенные к единичному интервалу времени. Если в результате кулоновского рассеяния в некоторой точке магнитного поля B_p питч-угол частицы α изменяется на величину, характеризуемую η, и становится равным α', то это означает, что поле в точке отражения принимает значение B', которое можно определить из уравнения зеркальной точки $B_p/B = \sin^2\alpha$:

$$\frac{\delta B}{B} = \frac{B'-B}{B} = \frac{\sin^2\alpha}{\sin^2\alpha'} - 1 = \frac{\cos^2\alpha' - \cos^2\alpha}{1-\cos^2\alpha'}. \tag{5.30}$$

Из геометрических соображений имеем

$$\cos\alpha' = \cos\alpha\cos\eta + \sin\alpha\sin\eta\sin\varphi, \tag{5.31}$$

где φ — азимутальная составляющая η. Подставим это выражение в уравнение (5.30), перегруппируем члены и проведем усреднение по φ, учитывая, что все значения φ равновероятны:

$$\overline{\delta B}/B = \left(\operatorname{ctg}^2\alpha + \frac{1}{2}\right)\sin^2\eta + 0(\sin^4\eta). \tag{5.32}$$

Если перед усреднением возвести δB в квадрат, то получим

$$\frac{\overline{(\delta B)^2}}{B^2} = 2\operatorname{ctg}^2\alpha\sin^2\eta + 0(\sin^4\eta). \tag{5.33}$$

Для того чтобы определить среднее значение η, выполним усреднение по сечению экранированного кулоновского рассеяния $d\sigma/d\eta$:

$$\langle\sin^2\eta\rangle = \sum_i N_i(B)\, v \int_0^\pi \sin^2\eta\,\frac{d\sigma_i}{d\eta}, \tag{5.34}$$

где $N_i(B)$ — усредненная по долготе плотность i-й компоненты атмосферы (например, кислорода, азота или гелия). Получив $<\sin^2\eta>$, усредним уравнения (5.32) и (5.33) по периоду колебаний вдоль силовых линий:

$$\frac{\langle\delta B\rangle}{B_m} = \frac{2}{\tau_B}\int_{-l_m}^{l_m}\left(\operatorname{ctg}^2\alpha + \frac{1}{2}\right)\langle\sin^2\eta\rangle\frac{dl}{\sqrt{1-\dfrac{B(l)}{B_m}}}. \tag{5.35}$$

Здесь τ_B — полное время колебаний вдоль силовой линии (от полюса к полюсу и обратно); m — индекс, характеризующий точку отражения; dl — элемент длины вдоль силовой линии; элемент длины вдоль траектории электрона имеет вид

$$\frac{dl}{\sqrt{1-\frac{B(l)}{B_m}}}. \tag{5.36}$$

Аналогично получим

$$\frac{\langle(\delta B)^2\rangle}{B_m^2}=\frac{2}{\tau_B}\int_{-l_m}^{l_m} 2\operatorname{ctg}^2\alpha\langle\sin^2\eta\rangle\frac{dl}{\sqrt{1-\frac{B}{B_m}}}. \tag{5.37}$$

Коэффициент энергетических потерь определяется выражением

$$\langle\varepsilon\rangle=\frac{2v}{\tau_B}\int_{-l_m}^{l_m}\frac{\partial E}{\partial l}\cdot\frac{dl}{\sqrt{1-\frac{B}{B_m}}}, \tag{5.38}$$

где $\partial E/\partial l$ — потери энергии на единицу длины, $кэв\cdot см^{-1}$, а v — скорость частицы. Эффективная концентрация атмосферы равна

$$N_{эфф}=N_0+0{,}881\,N_{\mathrm{N}}+0{,}273\,N_{\mathrm{He}}. \tag{5.39}$$

Указанные коэффициенты были рассчитаны на ЭВМ для модели атмосферы Харриса—Пристера и затем были использованы совместно с уравнением Фоккера—Планка для исследования кулоновского рассеяния в искусственном радиационном поясе, образованном в результате операции «Морская звезда». В качестве начальных условий были взяты постоянная вдоль силовой линии функция распределения

$$U(B,\ t=0)=\mathrm{const} \tag{5.40}$$

и равновесный энергетический спектр процесса деления. Силовая трубка была разделена на 100 ячеек, отличающихся постоянным приращением ΔB, а спектр разделялся на 10 энергетических групп. Изменение U за малый интервал времени Δt рассчитывалось из уравнения Фоккера—Планка (5.26). При многократном повторении этого процесса была получена картина временного изменения U. Результаты расчетов Уэлча и др. [48] для $L = 1{,}25$ и $E = 3{,}75$ *Мэв* приведены на рис. 5.14. Отметим некоторые особенности полученной картины.

1. Для больших значений B в начальный момент наблюдается быстрый распад электронов, связанный с высокой плотностью атмосферы; на экваторе в начальный момент электроны практически не распадаются.

2. Первоначально плоское распределение довольно быстро принимает форму, характерную для равновесия при рассеянии, когда рассеяние вверх вдоль силовой линии в точности компенсируется рассеянием в противоположном направлении.

3. Раннюю стадию распада можно приближенно описать формулой

$$J(B,\ t)=J(B,\ 0)\frac{\tau(B)}{t+\tau(B)}, \tag{5.41}$$

где $\tau(B)$ — характерное время распада. По мере установления равновесия при рассеянии зависимость (5.41) плавно переходит в экспоненциальную, типичную для распада.

4. После того как распределение принимает характерную форму $U(B)$, частицы медленно распадаются по экспоненциальному закону с постоянной времени, определяемой скоростью рассеяния у экватора и, следовательно, экваториальной плотностью атмосферы. Для оболочки $L = 1{,}25$ среднее время жизни $\tau \sim 1{,}3 \cdot 10^8$ *сек*.

5. Для больших полей B и больших времен

$$U(B)\,\rho(B) \approx \text{const}. \tag{5.42}$$

Уолт и Мак-Дональд [50, 51] также исследовали кулоновское рассеяние быстрых электронов с помощью уравнения Фоккера—Планка. В качестве переменных они использовали экваториальный питч-угол α_0 и энергию электрона

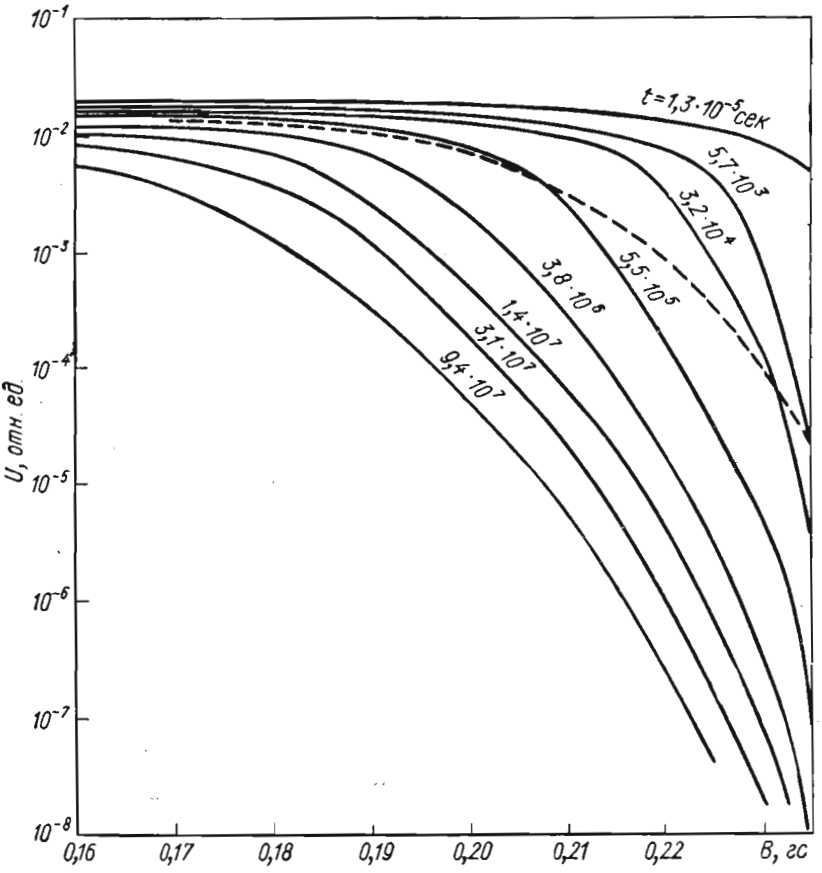


Рис. 5.14. Изменение количества захваченных электронов, обусловленное кулоновским рассеянием (t — время от начала рассеяния). Штриховая кривая построена по данным, полученным через неделю после взрыва «Морская звезда» [48].

и получили приближенное аналитическое решение путем разложения функции распределения по ортонормированным функциям $G_\lambda(\cos\alpha_0)$. Функции G_λ удовлетворяют уравнению для собственных значений.

Подобная схема соответствует представлению начального распределения электронов в виде суммы нормальных мод, каждая из которых распадается независимо по экспоненциальному закону. Пространственные моды более высокого порядка распадаются быстрее, так что любое исходное распределение стремится к определенному конечному, для которого экваториальная питч-угловая зависимость определяется наинизшей нормальной модой. Указанный

процесс иллюстрируется рис. 5.15. В магнитное поле инжектируются электроны с энергией 1 *Мэв*, имеющие различное питч-угловое распределение, заданное в виде δ-функции. На рис. 5.15 представлено пространственное распределение этих электронов в последующие моменты времени, соответствующие уменьшению средней энергии до указанных величин. Очевидно, что во всех случаях распад, как и следовало ожидать, приводит к некоторому определенному α_0-распределению. Решение для малых высот оказывается более сложным; в этом случае различные нормальные моды нельзя считать распадающимися независимо.

Уолт [52] выполнил обширные расчеты с помощью уравнения Фоккера—Планка для сравнения теоретических кривых распада за счет кулоновского рассеяния с экспериментальными данными, полученными Ван Алленом на спутниках «Инджун». Результаты сравнения приведены на рис. 5.13.

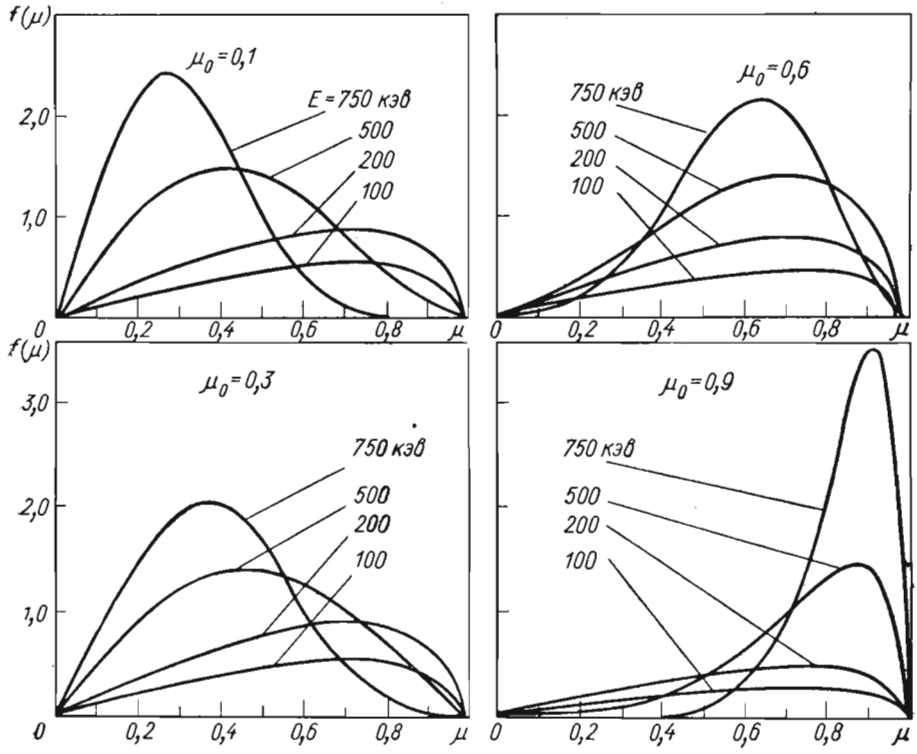


Рис. 5.15. Расчетное распределение по косинусам экваториальных питч-углов для электрона [50].

В процессе рассеяния в атмосфере энергетический спектр электронов изменяется. Электроны низких энергий рассеиваются и, следовательно, теряются быстрее. В связи с этим энергетический спектр деления, вообще говоря, со временем становится более жестким вплоть до момента, когда устанавливается равновесный спектр с максимумом в районе 2 *Мэв*. Расчеты с использованием уравнения Фоккера—Планка, иллюстрирующие этот процесс, представлены на рис. 5.16.

В декабре 1962 г. с помощью спектрометра, установленного на спутнике 1962 βK, был снят энергетический спектр электронов на оболочке $L = 1{,}25$ [24] (см. рис. 5.3), который оказался весьма сходным с расчетным спектром повышенной жесткости, изображенным на рис. 5.16 (нижняя кривая). Сравнение результатов измерений несколькими детекторами, запущенными в космос на ранних стадиях существования пояса [21], образованного взрывом «Морская звезда», показало, что на оболочке $L = 1{,}25$ спектр имеет форму,

характерную для процесса деления, в области энергий с нижней границей 0,5 *Мэв*. Следовательно, недостаток частиц малых энергий на этой оболочке в декабре 1962 г. связан не с первоначальной обедненностью низкоэнергичной области спектра, а с потерями частиц после их захвата. Именно к такой картине должно привести кулоновское рассеяние.

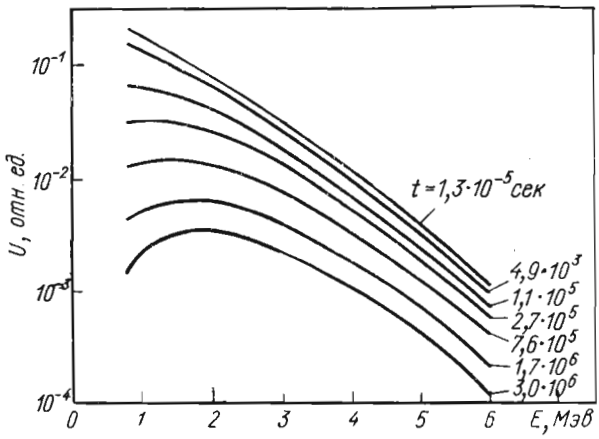


Рис. 5.16. Расчетные временные изменения энергетического спектра электронов, обусловленные кулоновским рассеянием, для $L = 1{,}18$; $B = 0{,}20$ *гс*. В начальный момент времени спектр имеет форму, типичную для реакции деления [48].

Кривые, изображенные на рис. 5.13, соответствуют состоянию атмосферы вблизи минимума солнечной активности и, по-видимому, должны отражать реальную картину вплоть до 1966 г. С повышением солнечной активности, по мере приближения к солнечному максимуму, распад должен весьма заметно нарастать. С помощью данных о солнечно-циклических вариациях атмосферы (см. рис. 4.15) были рассчитаны кривые распада для нескольких следующих лет, результаты расчета представлены на рис. 5.17. Значительная доля электронов, удерживаемых в течение ряда лет искусственным поясом, образованным взрывом «Морская звезда», должна погибнуть при приближении к максимуму солнечной активности.

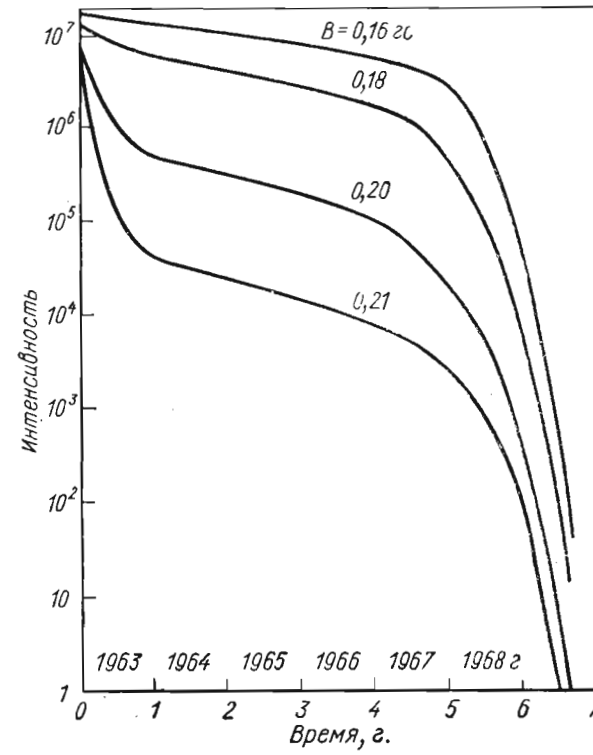


Рис. 5.17. Расчетные кривые распада электронов, образованных взрывом «Морская звезда» для $L = 1{,}25$ и $E = 3{,}0$ *Мэв*. С увеличением солнечной активности (1967—1968 гг.) скорость распада резко возрастает.

«Эффект стеклоочистителя». Сейчас хорошо установлено, что электронный поток низкорасположенных B—L-колец не является постоянным, а зависит от долготы. Это кажется логичным, так как если скорость потерь сравнима со скоростью дрейфа, то следует ожидать, что за время одного дрейфового оборота вокруг Земли концентрация частиц будет меняться.

Рёдерер и Уэлч показали [53], что при рассмотрении частиц, дрейфующих по долготе на высотах, столь малых, что поток меняется с долготой, обычное уравнение Фоккера—Планка (5.26) следует видоизменить. В этом случае нужно использовать новые переменные. Авторы выделяют некоторое число частиц δN, содержащихся в силовой трубке с прямоугольным экваториальным сечением $\delta x\, \delta y$,

которые отражаются в поле, заключенном в пределах от B до $B + \delta B$ и имеют энергию в интервале от E до $E + \delta E$, и смотрят, каким образом силовая трубка деформируется в процессе дрейфа частиц вокруг Земли. Число δN можно получить из уравнения (5.20) с помощью функции распределения U:

$$\delta N = U\,\delta\Phi\,\delta B\,\delta E = UB_0\,\delta x\,\delta y\,\delta B\,\delta E, \tag{5.43}$$

где δy — радиальный размер силовой трубки в ее экваториальной точке; δx — долготный размер. Рёдерер и Уэлч ввели новые радиальную X и долготную Y переменные. Магнитный поток в этих переменных записывается в следующем виде:

$$\delta\Phi = B_0\,\delta x\,\delta y = \delta X\,\delta Y, \tag{5.44}$$

причем величина δY в процессе дрейфа частиц, заключенных в силовой трубке, вокруг Земли остается не зависящей от долготы. Они нашли, что для данной группы частиц, отражающихся в поле B на оболочке L:

$$X = \int \frac{B_0\,dx}{\nabla_0 I}; \quad Y = I. \tag{5.45}$$

Здесь $I = I(B, L)$ — величина, определяемая для данной группы частиц уравнением (2.93); B_0 — поле данной оболочки на экваторе (в общем случае зависящее от долготы); $\nabla_0 I$ — градиент величины I на экваторе. Интегрирование проводится вдоль экваториального кольца оболочки от начала координат до рассматриваемой долготы.

С введением новой пары переменных постоянное приращение δY [см. уравнение (5.44)] можно опустить во всех выражениях, и уравнение Фоккера—Планка будет содержать только одну долготную переменную X [см. уравнение (5.45)]. Если S — распределение источника электронов, то уравнение принимает вид

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial X}(U\dot{X}) = -\frac{\partial}{\partial E}(U\langle E\rangle) - \frac{\partial}{\partial B}(U\langle\beta\rangle) + \frac{1}{2}\cdot\frac{\partial^2}{\partial B^2}(U\langle\beta^2\rangle) + S. \tag{5.46}$$

Производную по времени $\dot{X}$ можно выразить следующим образом:

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt} = U_0\frac{B_0}{\nabla_0 I} = \dot{\varphi}\frac{dx}{d\varphi}\cdot\frac{B_0}{\nabla I_0} = \frac{2p}{e\tau_B}, \tag{5.47}$$

где p — импульс электрона; τ_B — период колебаний вдоль силовой линии (в общем случае зависящий от долготы); φ — обычная долгота в экваториальной точке оболочки. Функция вероятности π [см. уравнение (5.23)], которая появляется в коэффициентах уравнения Фоккера—Планка, становится теперь зависящей от долготы: $\pi = \pi(B, E, X; \beta, \varepsilon, \Delta t)$.

Рёдерер и Уэлч показали, что полученная форма уравнения Фоккера — Планка, справедливая для малых высот и зависящая от долготы, не может быть сведена к обычно используемой для больших высот форме [47], не содержащей долготной зависимости. Выполняя усреднение уравнения (5.46) по долготе, чтобы получить таким образом эквивалентную форму, не содержащую зависимость от долготы, они обнаружили, что коэффициенты $\langle\varepsilon\rangle$, $\langle\beta\rangle$ и $\langle\beta^2\rangle$ усредняются с весом U и, следовательно, являются функциями неизвестного распределения, что усложняет их вычисление. Поэтому не удивительно, что расчетные кривые на рис. 5.13 для $B = 0{,}23$ *гс* не очень хорошо согласуются с данными наблюдений. В этом случае следовало бы пользоваться уравнением (5.46), содержащим зависимость от долготы.

Исследуем теперь уравнение (5.46). В случае, когда потери отсутствуют, имеем

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial X}(U\dot{X}) = 0. \tag{5.48}$$

С учетом выражения (5.47) можно написать

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{U}{\tau_B}\right)+\dot{\varphi}\frac{\partial}{\partial \varphi}\left(\frac{U}{\tau_B}\right)=0. \tag{5.49}$$

Отношение U/τ_B пропорционально направленному потоку $j_\perp$ [см. уравнение (5.22)], следовательно, уравнение (5.49) выражает теорему Лиувилля: частицы будут стремиться распространяться по долготе в соответствии с их различ)ными дрейфовыми скоростями (эффект времяпролетного масс-спектрометра, поддерживая j постоянным вдоль динамической траектории. Этот эффект наблюадлся в действительности вскоре после операции «Морская звезда». Был проведен анализ сигнала радиошумов, зарегистрированный в Перу, с точки зрения определения количества электронов, необходимых для генерации шума [54]. Было обнаружено, что нарастающая характеристика сигнала соответствует дрейфу электронов с характерным для реакции деления энергетическим спектром в восточном направлении от острова Джонсона. Энергетический спектр создавал наблюдаемую дисперсию времени распространения сигнала.

При исследовании зависящего от долготы уравнения (5.46) в стационарном случае $\partial U/\partial t = 0$ Рёдерер и Уэлч ввели полное число электронов, отражающихся в точках B_0 (экватор), B и проходящих через данную долготу за единицу времени

$$N=\int_{B_0}^{B} U\dot{X}dB. \tag{5.50}$$

Они ввели также понятие «характеристической траектории зеркальных точек» в B—X или (B — φ)-пространстве, а именно функцию $B_m = B_m(X)$, такую, что

$$\int_{B_0}^{B_m(X)} U\dot{X}\,dB=\text{const}. \tag{5.51}$$

Разумеется, это понятие не представляет собой истинную траекторию зеркальной точки данного электрона, но оно отражает среднюю картину долготной зависимости таких зеркальных точек. С учетом уравнения (5.51) Рёдерер и Уэлч определяют понятие «потока зеркальных точек» (среднее изменение поля в точках отражения на единицу долготы):

$$V_m=\frac{dB_m}{d\varphi}=\frac{1}{\dot{\varphi}}\left[\langle\beta\rangle-\frac{1}{2}\cdot\frac{\partial}{\partial B}\langle\beta^2\rangle-\frac{1}{2}\langle\beta^2\rangle\frac{\partial}{\partial B}(\ln U)\right]. \tag{5.52}$$

Согласно Рёдереру и Уэлчу имеется три физически совершенно различных вклада в поток зеркальных точек.

Первый член в правой части уравнения (5.52) выражает нарастание $B_m(<\beta>$ положительно), т. е. стационарное уменьшение высоты зеркальной точки. Этот вклад возникает благодаря «потоковому» члену первого порядка. В отсутствие дисперсии ($<\beta^2>=0$) величина V_m определяется только коэффициентом $<\beta>$.

Второй и третий члены правой части уравнения (5.52) возникают в связи с механизмом дисперсии. Их наличие в уравнении (5.52) ясно показывает, что дисперсия также дает вклад в стационарный средний «поток» зеркальных точек вдоль силовых линий. Эти два члена зависят от градиентов (вдоль силовых линий) коэффициентов $<\beta^2>$ и U. Градиент $<\beta^2>$ всегда положителен, так что второй член уравнения (5.52) всегда соответствует восхождению зеркальных точек частиц (обратное рассеяние от более плотной атмосферы). Если, с другой стороны, $\partial U/\partial B<0$, то третий член соответствует снижению зеркальных точек. Если $U<\beta^2>=$ const вдоль силовой линии, то суммарный вклад двух дисперсионных членов равен нулю; количество зеркальных точек, поднимающихся вверх в связи с градиентом $<\beta^2>$, точно компенсируется количе-

ством зеркальных точек, устремляющихся вниз из-за градиента U. В этом случае остается единственный вклад в поток зеркальных точек, обусловленный членом первого порядка.

Рёдерер и Уэлч проинтегрировали зависящее от долготы уравнение Фоккера—Планка (5.46) и уравнение потока зеркальных точек (5.52) в стационарном случае для низких L-оболочек с использованием разложения поля, полученного Каином и др., и модели атмосферы Харриса и Пристера 1965 г. для различных эпох солнечного цикла. Они получили результаты для южноамериканской аномалии в утренние и полуденные часы по местному времени.

На рис. 5.18 представлены некоторые расчетные траектории зеркальных точек для электронов с энергией 300 *кэв*. К западу от аномалии частицы, дрейфующие в направлении к ней, высыпаются на высоте ниже 100 *км*, если выполняется условие $B > B_W$; некоторая часть электронов высыпается также и к востоку от аномалии при условии, что $B_W < B < B_{макс}$.

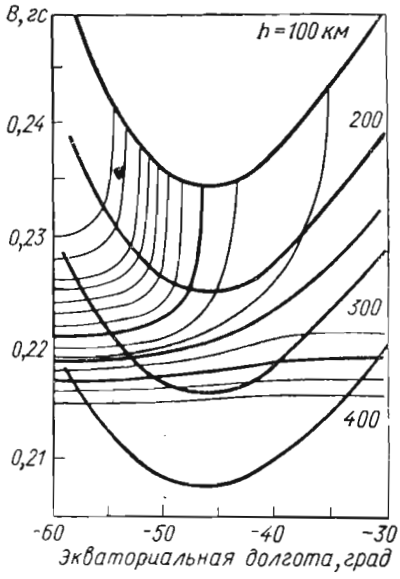


Рис. 5.18. Характеристические траектории зеркальных точек в области южноамериканской аномалии на оболочке $L = 1{,}25$ (местное время 13.00) [53].

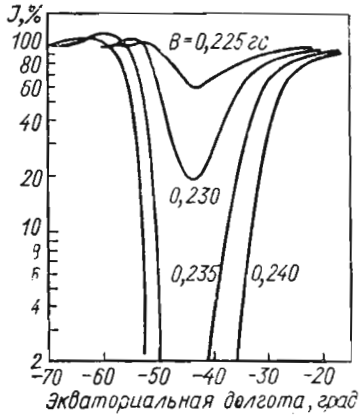


Рис. 5.19. Долготные вариации перпендикулярного потока [53].

Вообще наблюдается тенденция увеличения высыпания к западу от аномалии. Электроны в интервале $B_{макс} < B < B_{мин}$ заполняют «тень» в востоку от аномалии. Описанное поведение зависит от энергии, «окно» $B_{макс} - B_{мин}$ для заселения теневой зоны оказывается шире для более низких энергий. В связи с этим в теневой зоне энергетический спектр мягче, чем на больших высотах. Имеются также небольшие суточные вариации, связанные с суточными пульсациями атмосферы в районе аномалии.

На рис. 5.19 показана долготная зависимость направленного потока электронов с энергией 300 *кэв* для оболочки $L = 1{,}25$ при различных значениях B в период низкой солнечной активности в 4 *ч* утра по местному времени. Все кривые нормированы на общий уровень, типичный для области, достаточно удаленной от аномалии к востоку. На рис. 5.19 ясно виден «эффект стеклоочистителя», особенно для тех значений B, для которых B—L-кольца опускаются ниже 100-*км* уровня. Рёдерер и Уэлч указали, что кривые рис. 5.19 следует использовать для определения весовых функций плотности атмосферы в том случае, когда для нахождения зависящего от времени решения уравнения (5.26) необходимо знать усредненные по долготе коэффициенты. Такая процедура существенно уменьшает величину этих коэффициентов и приводит к значительно лучшему согласию с экспоненциальными кривыми распада для больших значений B (см. рис. 5.13).

Теоретические расчеты долготной зависимости, вообще говоря, находятся в согласии с результатами измерений потоков в районе аномалии. Однако они не объясняют наблюдаемого непрерывного восполнения электронов при больших значениях B, которое происходит на достаточном удалении к западу от аномалии, где эффекты многократного кулоновского рассеяния существенно ослаблены. Рёдерер и Уэлч показали, что эффект кулоновского рассеяния ограничен довольно узкой полосой долгот (см. рис. 5.18), поэтому для объяснения восполнения электронов на других долготах необходимо привлекать какие-то новые механизмы.

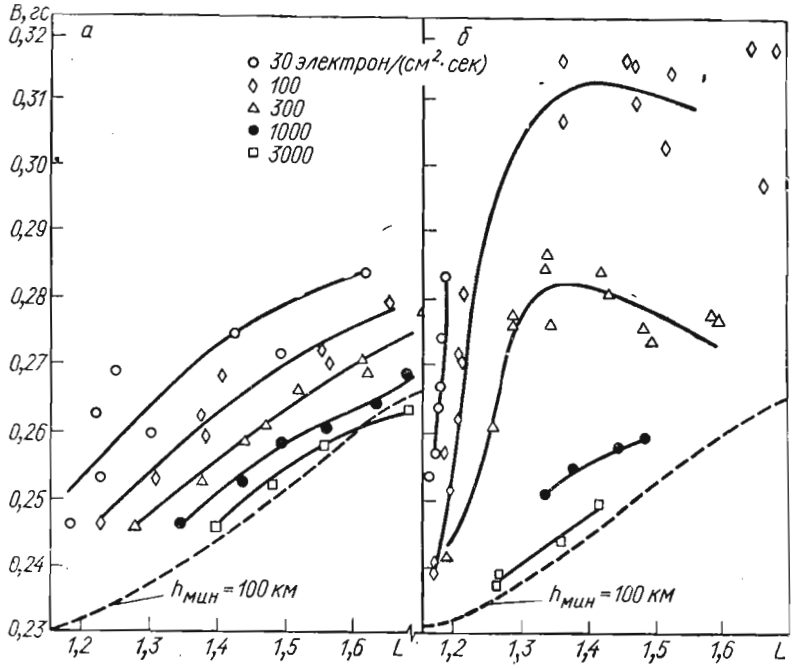


Рис. 5.20. Карты контуров равных потоков электронов в интервале от 350 до 10° восточной долготы (*а*) и от 270 до 300° восточной долготы (*б*).

Имхоф и Смит [55] с помощью детекторов, установленных на спутниках с полярными орбитами, запущенных на небольшие высоты, обнаружили, что поток электронов с энергией 0,28 *Мэв* $< E <$ 0,71 *Мэв* значительно меняется в зависимости от того, находится ли спутник к востоку или к западу от аномалии (см. рис. 5.20). К западу от аномалии они обнаружили электроны на оболочке $L = 1{,}4$ при $B = 0{,}31$ *гс*. В процессе дрейфа на восток эти электроны должны высыпаться в атмосферу. Однако они не могут восполняться в таком количестве за счет многократного кулоновского рассеяния. Пауликас и Фреден [56] с помощью спутников на полярных орбитах выполнили измерения энергичных электронов и обнаружили, что к западу от аномалии на оболочке $L \approx 1{,}2$ происходит интенсивное высыпание электронов. Детальное исследование процесса восполнения электронов к западу от аномалии провели Уильямс и Коль [57]. Корнуол [58] высказал предположение, что интенсивное высыпание электронов на оболочке $L = 1{,}2$ обусловлено взаимодействием со свистящими атмосферными, однако эта гипотеза не является достаточно обоснованной.

Имхоф и Смит полагают, что дополнительное увеличение потока электронов на малых высотах к западу от аномалии связано с кулоновским рассеянием на большие углы захваченных электронов, находящихся на больших высотах.

Если энергетический спектр на больших высотах обозначить $F(E)$, то для спектра на малых высотах, согласно Имхофу и Смиту получаем

$$J(E) = \frac{k v \sigma_{\text{рас}} E}{v_{\text{др}}} F(E). \tag{5.53}$$

Резюмируя, можно сказать, что многократное кулоновское рассеяние и ионизация, по-видимому, удовлетворительно объясняют потери и восполнение электронов на малых высотах и представляют собой основные процессы, определяющие поведение частиц на низких L-оболочках. Восполнение электронов, происходящее согласно данным наблюдений далеко к западу от аномалии, где многократное кулоновское рассеяние можно считать пренебрежимо малым,

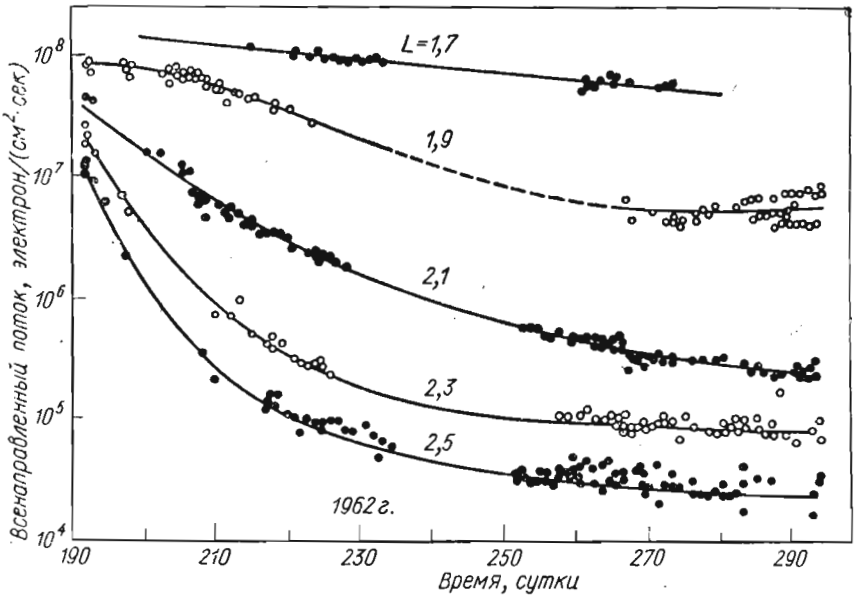


Рис. 5.21. Изменение потока электронов, образованных взрывом «Морская звезда».

следует объяснять каким-то иным механизмом питч-углового рассеяния, таким, как взаимодействие с электромагнитными волнами или кулоновское рассеяние на большие углы.

Потери электронов на оболочках $L > 1{,}7$. На оболочках $L > 1{,}7$ наблюдается совершенно иная ситуация. Браун и др. [36] с помощью спутника «Телестар» измеряли распад нестационарной электронной концентрации, образовавшейся в космосе в результате операции «Морская звезда». Они зарегистрировали кривые распада для $L > 1{,}7$, изображенные на рис. 5.21. В этой области пространства электроны распадаются за короткие времена. На оболочке $L = 1{,}7$ константа распада составляет несколько месяцев, а на оболочке $L = 2{,}2$ распад происходит за время τ порядка одной недели. Такой быстрый распад не может быть связан с атмосферой. Вероятнее всего, он обусловлен какими-то магнитными возмущениями, которые приводят к нарушению одного из адиабатических инвариантов. Хотя имеются некоторые идеи по поводу возможных типов этих возмущений [59, 60], истинная картина процесса пока не ясна.

Измерения, выполненные вслед за тремя взрывами, осуществленными в СССР, на оболочках $L > 1{,}7$ дали константы распада, весьма аналогичные константам, полученным ранее с помощью «Телестара». Мак-Илвейн [35] на «Эксплорере-15» обнаружил, что после 1 ноября распад на оболочке $L \approx 3$ происходил довольно плавно и монотонно. На оболочке $L \approx 4$ картина совер-

шенно иная (рис. 5.22): наблюдается несколько скачкообразных уменьшений потока, очевидно, связанных с магнитными бурями. 18 декабря произошло большое увеличение электронного потока, совпавшее по времени с новой магнитной бурей. В области энергий $E > 5$ *Мэв* поток возрос более чем в десять раз и достиг примерно такой величины, которая наблюдалась сразу после советских испытаний. Такое увеличение потока весьма напоминает ускорение частиц. В естественном поясе электроны с энергией $E > 5$ *Мэв*, по-видимому,

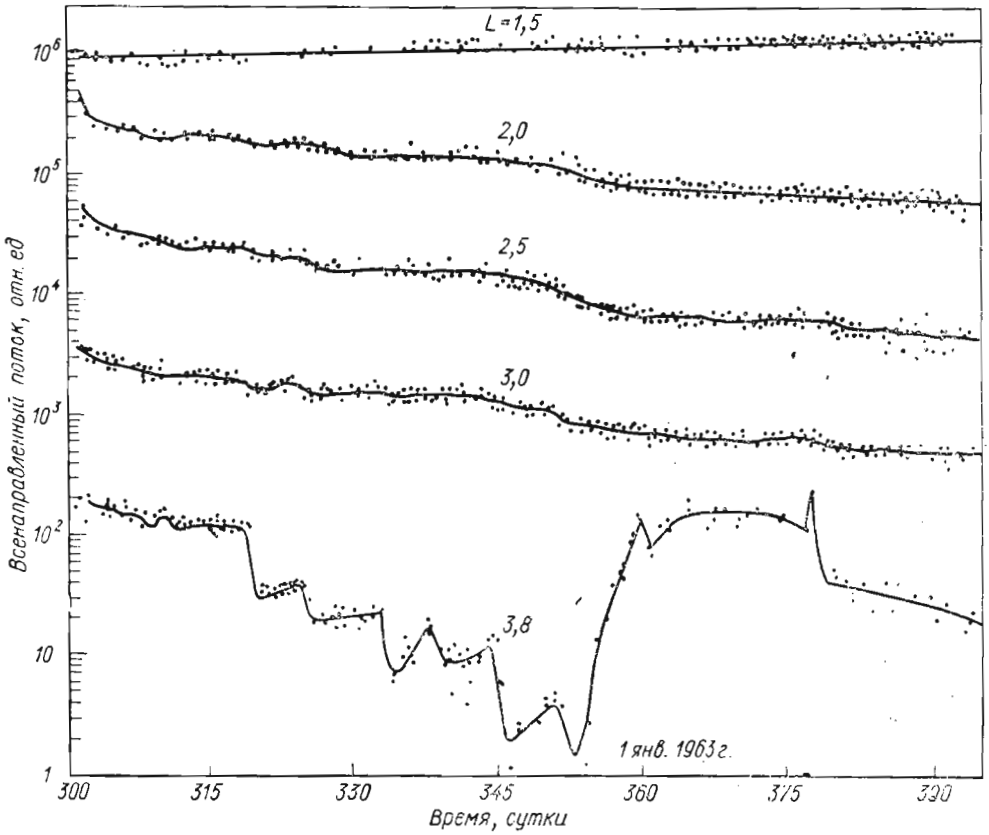


Рис. 5.22. Кривые распада электронов искусственного пояса с энергией $E > 5$ *Мэв* для $\lambda = 0$ $(B/B_0 = 10)$.

встречаются не очень часто, поэтому скачок 18 декабря обусловлен скорее не инжекцией новых частиц, а ускорением частиц, уже существовавших в поясе.

Билл и др. [61] измерили распад радиационного пояса «Морская звезда» в период с октября 1963 г. по декабрь 1965 г. для трех пороговых энергий (рис. 5.23). Они ввели поправку на фон протонов; фон естественных электронов не учитывался. Было обнаружено, что за время от 15 месяцев до 42 месяцев с момента операции «Морская звезда» распад приблизительно следовал экспоненциальному закону. Константы распада, полученные в работе [61], а также данные других авторов приведены в табл. 5.3. Изменение времени жизни электронов с увеличением L показано на рис. 5.24, из которого видно, что потери электронов на оболочках $L > 1{,}3$ обусловлены механизмом внеатмосферного происхождения.

Рассмотрим, какой механизм может вызвать быстрый распад электронов на оболочках $L > 1{,}7$. Вероятнее всего, это какие-то процессы типа питч-углового рассеяния, так как диффузия поперек L-оболочек в течение распада очень мала (см. рис. 5.4).

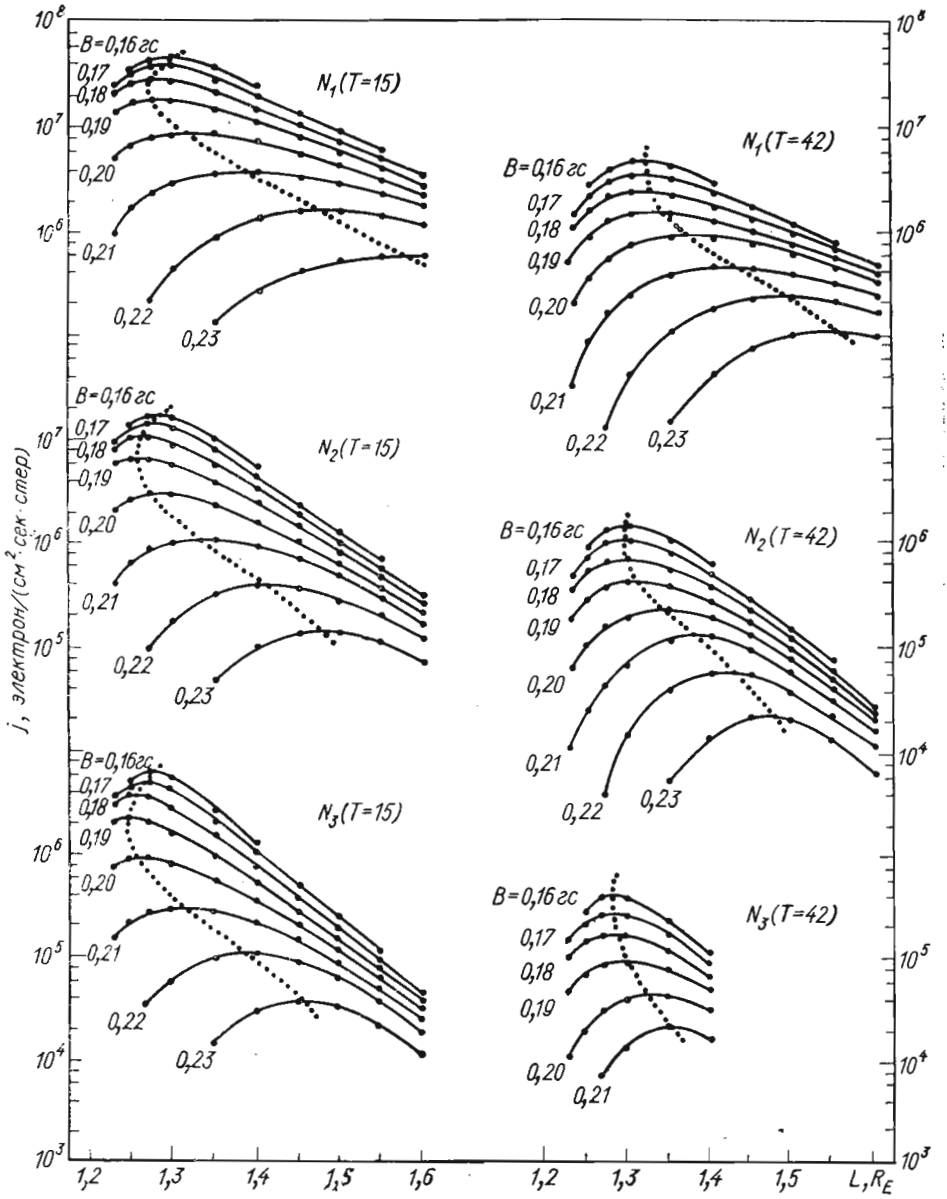


Рис. 5.23. Потоки электронов $N_1(E_e > 0{,}28$ *Мэв*), $N_2(E_e > 1{,}2$ *Мэв*) и N_3 ($E_e > 2{,}4$ *Мэв*), измеренные спутником 1963—38*c* через 15 и 42 месяца после операции «Морская звезда». За 27 месяцев поток убывает в 10 раз. Пунктирные кривые — максимум потоков для различных значений B [61].

Таблица 5.3

Среднее время жизни электронов в сутках по данным различных авторов [61]

Литература	[61]			[63]		[40]	[62]	[37]
Спутник	1963-38c			1962 βK, 1964-45A	«Эксплорер-15», 1964-45A	«Инджун-3»	«Эксплорер-15»	«Реле-2»
Период времени	X 1963 г.—XII 1964 г.			1962 г. — 1964 г.	1962 г.— 1964 г.	XII 1962 г.— VII 1963 г.	XI 1962 г.— II 1963 г.	III 1964 г.— I 1965 г.
Энергия, *Мэв*	⩾0,28	⩾1,2	⩾2,4	⩾1,6*	⩾4,5**	~2***	⩾0,5	⩾0,75****
$L=1{,}23$	273	244	212	—	—	190 —	—	— —
1,25	295	264	226	177±18	198	280 —	240	— —
1,27	325	287	250	—	—	— —	—	— —
1,30	352	319	274	341±68	267	250 —	275	— —
1,35	386	359	311	—	318	305 —	275	550 —
1,40	410	386	322	438±131	357	375 510	270	550 —
1,45	431	389	—	—	356	— —	280	540 400
1,50	443	383	—	430±103	319	— 800	305	505 295
1,55	447	370	—	—	301	— —	310	445 270
1,60	452	343	—	317±64	—	— —	300	395 270

* Действительные значения L приведены в работе [63].
** Точность около ±30%.
*** Левый столбец—данные, полученные с помощью спектрометра; правый—результаты, полученные с помощью счетчика Гейгера—Мюллера.
**** Левый столбец—значения вблизи экватора: $0 \leqslant X \leqslant 0{,}04$; правый—значения для $0{,}4 \leqslant X \leqslant 0{,}5$ [61].

1. *Рассеяние на свистящих атмосфериках, или свистах.* Данжи рассмотрел [60, 64] питч-угловое рассеяние, обусловленное резонансным взаимодействием заряженной частицы, движущейся в магнитном поле, с волнами типа свистящих атмосфериков (рис. 5.25). Имеется большое сходство между этим меха-

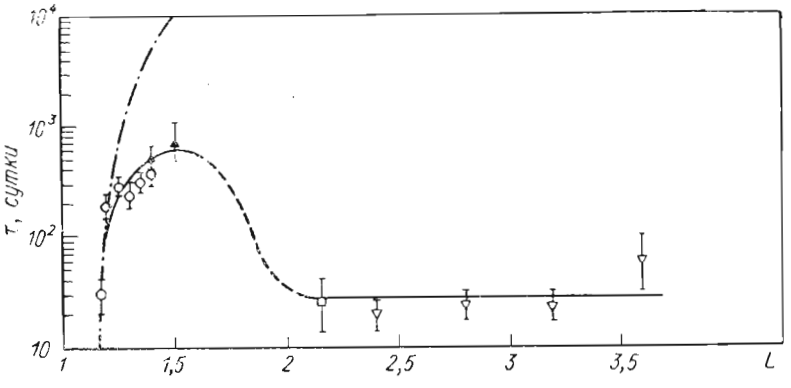


Рис. 5.24. Данные измерений времени жизни электронов ($E_e \sim 2$ *Мэв*) искусственного радиационного пояса на различных L-оболочках [69]. Штрих-пунктирная кривая соответствует потерям в невозмущенной атмосфере. Сплошная кривая — результаты эксперимента:
○ — «Морская звезда», «Инджун-3», спектрометр; ▲ — «Морская звезда». «Инджун-3», счетчик Гейгера—Мюллера; □ — «Аргус-3», «Эксплорер-4»; ▽ — взрывы в СССР, «Эксплорер-14».

низмом и процессом рассеяния протонов на волнах, рассмотренным Драгтом (см. гл. 4). Пусть невозмущенная траектория частицы представляет собой винтовую линию:

$$x = a\cos\Omega t; \quad y = a\sin\Omega t; \quad z = v_{\parallel}\, t. \tag{5.54}$$

Перейдя к системе отсчета, в которой волна покоится, Данжи, исходя из уравнения движения, находит приращение скорости за один оборот частицы:

$$\frac{m}{e} \cdot \frac{dv_{\parallel}}{dt} = E_z - \frac{v_{\perp}}{c}(B_y \sin \Omega t + B_x \cos \Omega t). \tag{5.55}$$

Пусть волновой вектор k направлен по оси Z, так что компоненты магнитного поля равны:

$$\left.\begin{aligned} B_x &= b_x \cos(\beta_x + \varphi); \\ B_y &= b_y \cos(\beta_y + \varphi), \end{aligned}\right\} \tag{5.56}$$

где β_x, β_y — фазовые углы.

Пренебрегая эффектом, обусловленным электрическим полем, находим изменение $v_{\parallel}$ за один период вращения частицы:

$$\frac{m}{e}\delta v_{\parallel} = \frac{v_{\perp}}{c} \int_0^{2\pi/\Omega} [b_y \cos(\beta_y + \varphi) \sin \Omega t + b_x \cos(\beta_x + \varphi) \cos \Omega t]\, dt. \tag{5.57}$$

Очевидно, что для возникновения эффекта возмущения скорости частицы должно выполняться определенное соотношение между k и Ω, в противном случае

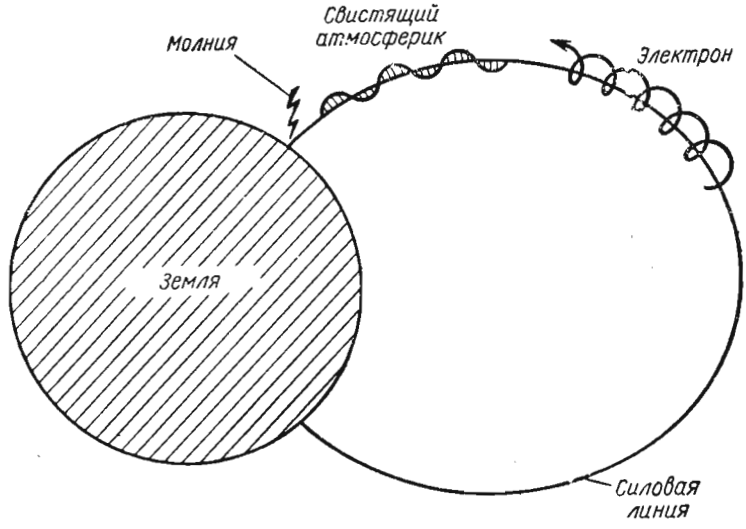


Рис. 5.25. Распространение свистящих атмосфериков [68].

среднее значение интеграла будет равно нулю и никакого изменения $v_{\parallel}$ не произойдет. Условие резонанса, обеспечивающее приращение $\delta v_{\parallel} \neq 0$, имеет вид

$$k_{\omega}(v_e + v_{\omega}) = N\Omega_e. \tag{5.58}$$

Обычно $v_{\omega} \ll v_e$, и для первой гармоники $N = 1$ получаем

$$\Omega_e \approx v_e/\lambda_{\omega}. \tag{5.59}$$

Согласно соотношению (5.59) передача энергии происходит при условии, что электрон «видит» волну с доплеровски смещенной частотой, совпадающей с частотой вращения самого электрона.

Вводя две волны с круговой поляризацией, имеющие компоненты b_1, b_2, b_3 и b_4, перепишем уравнение (5.57) в следующем виде:

$$\frac{m}{e}\delta v_{\parallel} = \frac{v_{\perp}}{c}\int^{2\pi/\Omega} [b_1\cos(\varphi - \Omega t) + b_2\cos(\varphi + \Omega t) +$$

$$+ b_3\sin(\varphi - \Omega t) + b_4\sin(\varphi + \Omega t)]\,dt. \qquad (5.60)$$

Полученный интеграл можно выразить через функции Бесселя:

$$\frac{m}{e}\delta v_{\parallel} = \frac{v_{\perp}}{c}[b_1 J_{N-1}(ka\sin\theta) + b_2 J_{N+1}(ka\sin\theta)]\,2\pi\Omega. \qquad (5.61)$$

Полагая в первом приближении $J_0 \approx 1$ и вводя соотношение $\Omega = Be/mc$, находим

$$\delta v_{\parallel}/v_{\perp} \approx 2\pi b/B. \qquad (5.62)$$

Таким образом, на расстоянии $1/k = \lambda/2\pi$ питч-угол частицы меняется на величину

$$\delta\alpha \approx b/B. \qquad (5.63)$$

Для свистящего атмосферика протяженностью r полное изменение питч-угла равно

$$\delta\alpha \approx \frac{b}{B}\cos\varphi\sqrt{kr}, \qquad (5.64)$$

где φ — фазовый угол между винтовой траекторией электрона и полем b, γ. Приращение питч-угла меняется как $r^{1/2}$, т. е. зависимость нелинейная, поскольку резонансное условие не выполняется по всей длине свистящего атмосферика.

Замечая, что амплитуда свистящего атмосферика изменяется с увеличением его протяженности как $b \sim r^{-1/2}$, и используя соотношения

$$B = 0{,}3\,L^{-3}; \quad \Omega = 5{,}5\cdot 10^6\,L^{-3}; \quad r = r_e, \qquad (5.65)$$

получаем, что при взаимодействии с одним свистящим атмосфериком питч-угол частицы изменяется на величину

$$\delta\alpha = 10^{-2}\,L^{3/2}\,b, \qquad (5.66)$$

где b выражено в γ.

Каждый акт взаимодействия электрона с волной характеризуется случайной фазой φ, поэтому взаимодействие с M свистящими атмосфериками приводит к среднему изменению α, равному

$$\Delta\alpha = \sqrt{M(\delta\alpha)^2}. \qquad (5.67)$$

Если считать, что электрон выбывает из игры при условии $\Delta\alpha^2 \sim 1$, то время, необходимое для этого, определяется из соотношения

$$10^{-4}\,\nu N b^2\,L^3\,\tau = 1, \qquad (5.68)$$

где N — число свистящих атмосфериков за сутки, а ν — число столкновений электрона с каждым из них, так что $M = \nu NT$.

Полагая, в соответствии с данными спутника «Авангард-3», что $\nu = 10$ и $Nb^2 = 100\ \gamma^2\cdot сутки^{-1}$, Данжи находит [65, 66]

$$\tau = 100\,L^{-3}\ \text{суток}, \qquad (5.69)$$

так что для оболочки $L = 2{,}5$ получается $\tau \approx 5$ суткам, что, по-видимому, согласуется с данными наблюдений. К совершенно аналогичным выводам независимо пришел Корнуол [58].

Теперь возникает проблема, связанная с тем, что в соответствии с уравнением (5.69) на оболочке $L = 1{,}5$ электрон должен существовать всего лишь около 30 дней, в то время как его действительное время жизни исчисляется годами. Оказывается, что в связи с ограничениями, накладываемыми резонансным условием (5.59), механизм взаимодействия со свистящими атмосфериками в области $L < 2$ становится малоэффективным. При $L = 2$ для достижения резонанса частота свистящего атмосферика должна быть порядка 10 *кгц*. Для $L < 2$ требуются еще большие частоты, но с увеличением частоты выше 10 *кгц* энергия волны начинает резко падать. Таким образом, для оболочек $L < 2$ рассмотренный механизм работает очень плохо. Согласно Данжи, для $L < 2$

$$\tau \sim L^{-9}. \tag{5.70}$$

Если исходить из такого механизма (взаимодействие электрона со свистящим атмосфериком), то время жизни частицы для $L = 2$, целиком определяемое процессом рассеяния на волне, оказывается малым. Для более низких L-оболочек становится существенным рассеяние в атмосфере. Полагая, что время жизни, определяемое рассеянием на волнах, меняется как L^{-9}, можно найти область сопряжения двух указанных процессов:

L	$\tau_{волн}$, сутки	$\tau_{рас}$ [67], сутки	$\tau_{полн}$, сутки	$\tau_{эксп}$, сутки
1,2	1200	$\sim 10^2$	~ 100	~ 120
1,3	580	$\sim 10^3$	370	~ 250
1,5	160	$\sim 10^4$	160	~ 500
1,7	52	$> 10^4$	52	
2,0	12	$> 10^4$	12	

Из приведенных данных видно, что рассеяние на волнах определяет время жизни электрона вплоть до оболочек $L \sim 1{,}4$.

Рассмотренный механизм рассеяния на свистящих атмосфериках, на первый взгляд, кажется привлекательным, однако в действительности изложенная теория носит полуколичественный характер и не является проверенной. В частности, неизвестно, существуют ли необходимые для реализации этого механизма волны. Более того, некоторые предсказания теории рассмотренного процесса, по-видимому, неверны.

2. *Рассеяние на «белых» шумах.* Как указывает Робертс [68], в связи с механизмом взаимодействия электронов со свистящими атмосфериками, предложенным Данжи, возникает ряд проблем. Наиболее существенная из них связана с тем, что процесс рассеяния на свистящих атмосфериках не может дать наблюдаемого углового распределения электронов. Резонансное условие (5.59) не выполняется, если $v_{\parallel e}=0$. В случае $L = 2$ на экваторе $\Omega \sim 100$ *кгц*, а частота свистящего атмосферика $\nu_{макс} \sim 20$ *кгц*, так что резонанс между этими частотами невозможен. Это означает, что на экваторе частицы с $\alpha_0 = 90°$ не испытывают достаточного возмущения за счет взаимодействия со свистящими атмосфериками, так что питч-угловое распределение электронов должно иметь резкий максимум при $\alpha_0 = 90°$, который в действительности не наблюдается. Поэтому кроме рассеяния на свистящих атмосфериках необходимо учитывать какой-то другой механизм.

Робертс рассчитал угловое распределение электронов, обусловленное свистящими атмосфериками. На рис. 5.26 представлена модель, используемая в его расчетах, т. е. энергетический спектр свистящих атмосфериков. На этом же рисунке показана частота свистящего атмосферика, необходимая для выполнения условия резонанса, как функция энергии и питч-углов электронов.

Решение Робертса выполнено на основе анализа Мак-Дональда и Уолта [47], использовавших уравнение Фоккера—Планка для рассмотрения диффузии

в пространстве питч-углов с учетом энергетических потерь. Если опустить член, соответствующий энергетическим потерям, то уравнение принимает вид

$$\frac{\partial f(\mu_0, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \mu_0}[f\langle \Delta\mu_0\rangle] + \frac{1}{2}\cdot\frac{\partial^2}{\partial \mu_0^2}[f\langle(\Delta\mu_0)^2\rangle], \tag{5.71}$$

где $\mu_0 = \cos\alpha_0$, а функция распределения определяется соотношением

$$f(\mu_0, t)\, d\mu_0\, dA_0 = dn, \tag{5.72}$$

где dn — число частиц, пересекающих экватор в пределах силовой трубки с площадью экваториального сечения dA_0, имеющих питч-углы в интервале $d\mu_0$. Направленный поток связан с функцией f соотношением

$$j(\mu_0, t) = \frac{f(\mu_0, t)}{2\pi\mu_0\tau_B} = \frac{UB_m^2}{\pi\tau_B}. \tag{5.73}$$

Решение уравнения (5.71) можно выразить через нормальные моды, или собственные функции. Как и в случае кулоновского рассеяния, решения, соответствующие различным нормальным модам, характеризуются разными кон-

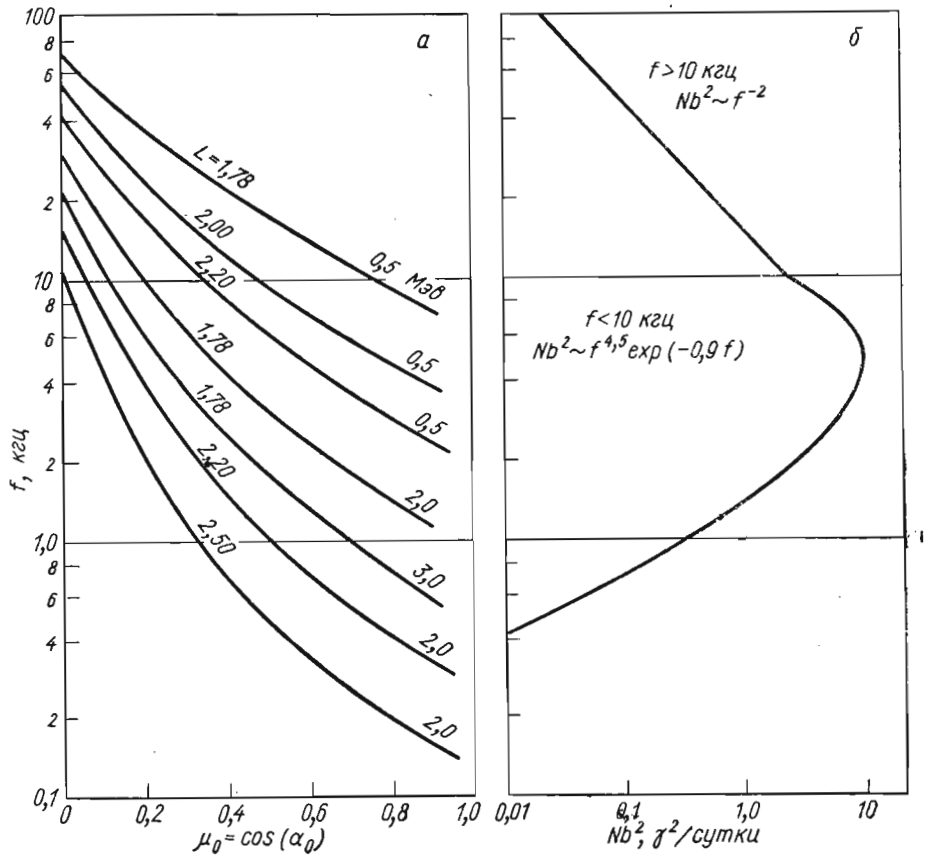


Рис. 5.26. Условие резонанса для рассеяния на свистящих атмосфериках (*а*) и частотный спектр типичного свистящего атмосферика (*б*) [68].

стантами распада. Медленнее всего распадается наинизшая мода, так что при рассмотрении переходного процесса, подобного процессу распада искусственного радиационного пояса, мы получаем, что спустя определенное время решение принимает вид, характерный для наинизшей моды, и наблюдается экспоненциальный распад с ее константой времени. На ранней стадии, когда еще существенны высшие моды, распад происходит быстрее и не является экспоненциальным.

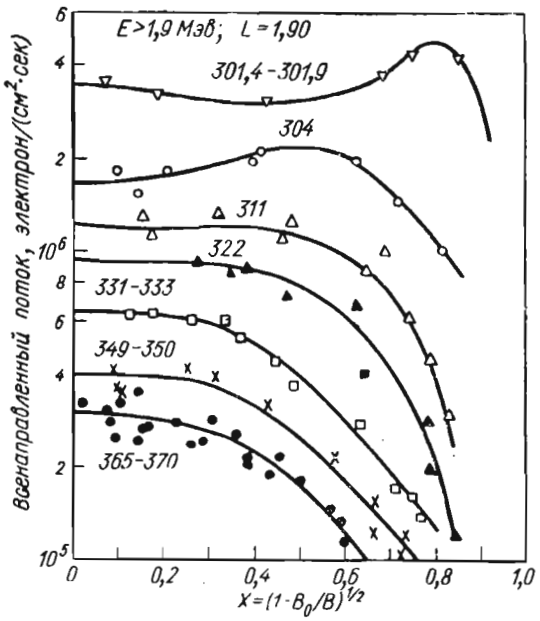


Рис. 5.27. Кривые распада электронов, показывающие динамику нормальных мод [37].

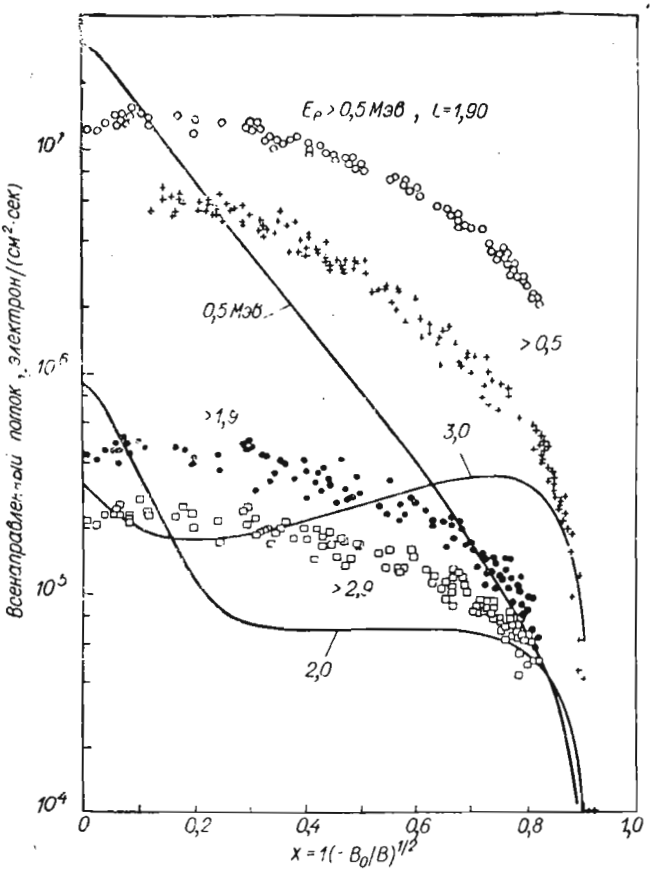


Рис. 5.28. Экспериментальные данные и расчетные кривые (сплошные), полученные в приближении диффузии в пространстве питч-углов, обусловленной свистящими атмосфериками. Расхождение экспериментальных и теоретических данных показывает, что учет только взаимодействия со свистящими атмосфериками оказывается недостаточным [68].

Это общее решение имеет ряд привлекательных черт. На рис. 5.27 представлены данные, полученные на «Эксплорере-15» о распаде искусственного пояса, созданного 28 октября 1962 г. в результате взрыва, проведенного в СССР. Можно видеть, что кривые распада стремятся к определенной характерной форме и на раннем этапе распад более интенсивен. Подобная ситуация в точности соответствует решению в терминах нормальных мод.

На рис. 5.28 приводится сравнение результатов расчета Робертса для свистящих атмосфериков с данными «Эксплорера-15» и «Телестара-1», получен-

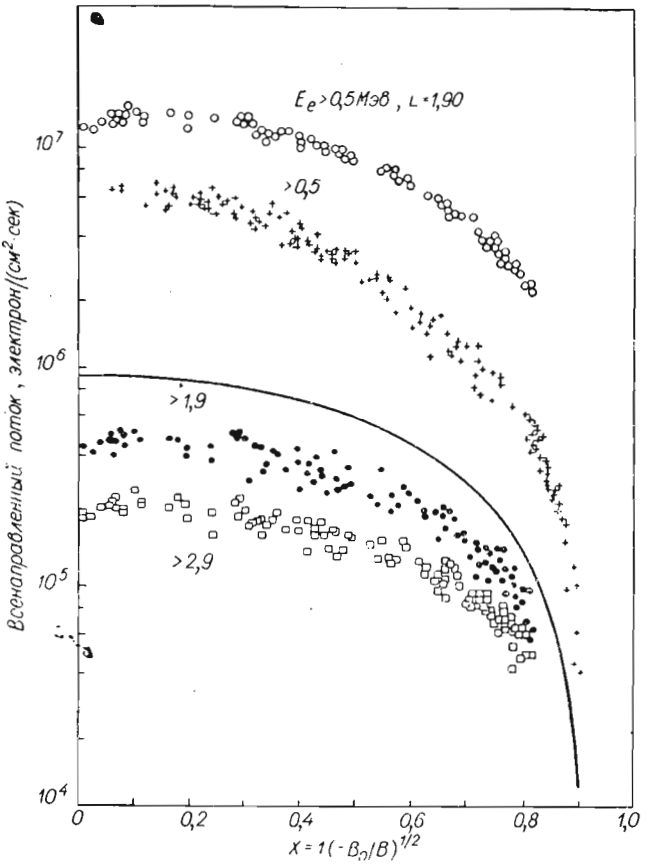


Рис. 5.29. Экспериментальные данные и расчетная кривая (сплошная), полученные в приближении диффузии в пространстве питч-углов [68].

ными при измерениях в связи с операцией «Морская звезда». На рисунке приведена наинизшая мода решения. Из рис. 5.28 видно, что учет только свистящих атмосфериков не дает правильного питч-углового распределения. Для того чтобы определить тип процесса питч-углового рассеяния, который может дать наблюдаемое угловое распределение, Робертс исследовал случай $<\Delta\mu>=0$, $<(\Delta\mu)^2>=$const, где μ—косинус локального питч-угла (для локальных питч-углов, а не для их экваториальных значений). Рассмотренный случай соответствует процессу изменения питч-углов в случайном направлении по всей длине траектории электрона. Свистящие атмосферики не могут дать такого эффекта, так как условие резонанса меняется вдоль силовой линии. Решение этой задачи для первой собственной моды приводит к угловому распределению, показанному на рис. 5.29. Очевидно, что это решение дает угловое распределение, хорошо согласующееся с экспериментальными данными.

Таким образом, Робертс показал, что реальная картина соответствует питч-угловому рассеянию, обусловленному механизмом, связанным с широкополос-

ными шумами. Такие шумы не обязаны быть модами типа свистящих атмосфериков. Они могут возникать в связи с определенными модами плазменных колебаний. Мы не располагаем достаточно надежными данными о возникновении таких шумов в магнитосфере для того, чтобы провести количественные оценки; тем не менее изложенные идеи представляются многообещающими.

ЛИТЕРАТУРА

1. AEC press releases, October 22 and November 1, 1962.
2. Кристофилос Н. С. В сб. «Операция «Аргус». Перев. с англ. М., Атомиздат, 1960, стр. 7.
3. Ван Аллен Дж. и др. Там же, стр. 18.
4. Glasstone S. The Effects of Nuclear Weapons. USAEC publication, June 1957.
5. Tilles D. On the Possibility of Alpha Particles in the Artificial Radiation Belt. Preprint.
6. Colgate S. A. The Phenomenology of the Mass Motion of a High Altitude Nuclear Explosion. Lawrence Radiation Laboratory Rept., UCLRL 7224.
7. Killeen J. et al. J. Geophys. Res., **68**, 4637 (1963).
8. Змуда А. Дж. и др. В сб. «Операция «Морская звезда». Перев. с англ. М., Атомиздат, 1964, стр. 174.
9. Kenney J. F., Willard H. R. J. Geophys. Res., **68**, 4645 (1963).
10. Hones E. W. J. Geophys. Res., **69**, 182 (1964).
11. Christofolis N. Sources of Artificial Radiation Belts. Radiation Trapped in the Earth's Magnetic Field, D. Reidel, Holland, 1966.
12. Seward F. D. J. Geophys. Res. 1967.
13. Олкок Г. и др. В сб. «Операция «Морская звезда». Перев. с англ. М., Атомиздат, 1964, стр. 164.
14. Wilson C. R., Sugiura M. J. Geophys. Res., **68**, 3149 (1963).
15. Crook G. M. et al. J. Geophys. Res., **68**, 1781 (1963).
16. Gregory J. B. Nature, **196**, 508 (1962).
17. Durney A. C. et al. Nature, **195**, 1245 (1962).
18. Galperin Yu. I., Bulyunova A. D. Study of the Drastic Changes of the Radiation in the Upper Atmosphere in July 1962, USSR national rept. to COSPAR, May 1964.
19. Пипер Г. Ф. и др. В сб. «Операция «Морская звезда». Перев. с англ. М., Атомиздат, 1964, стр. 44.
20. Пипер Г. Ф. Там же, стр. 64.
21. Гесс У. Н., Там же, стр. 81.
22. O'Brien B. J. et al. Nature, **195**, 939 (1962).
23. Браун У. Л., Габбе Дж. Д. В сб. «Операция «Морская звезда». Перев. с англ. М., Атомиздат, 1964, стр. 8.
24. West H. I. et al. Spectra and Fluxes of Electrons Trapped in the Earth's Magnetic Field Following Recent High—Altitude Nuclear Bursts. AFCRL Rept. Interim. Results of Radiation Measurements from Air Force Satellite 1962 βK June 17, 1963.
25. West H. I. et al. Space Res., **5**, 423 (1965), North Holland Publish. Co.
26. West H. I. Some Observations of the Trapped Electrons Produced by the Russian High-Altitude Nuclear Detonation of October 28, 1962. Radiation Trapped in the Earth's Magnetic Field ,D. Reidel, Holland, 1966.
27. Durney A. C. et al. Prog. Roy. Soc., **281**, 565 (1964).
28. Kellogg P. J. et al. Nature, **183**, 358 (1958).
29. Zinn John et al. Radiation Trapped in the Earth's Magnetic Field, D. Reidel, Holland, 1966.
30. D'Arcy R. G., Colgate S. A. J. Geophys. Res., **70**, 3047 (1965).
31. Fermi E. Phys. Rev., **75**, 1169 (1949).
32. Galperin Yu. I., Bolyunova A. D. Space Res., **5**, 446—457, North Holland Publish. Co., 1965.
33. Colgate S. A. Energetic Electrons form Shock Heating in the Exosphere. Radiation Trapped in the Earth's Magnetic Field. D. Reidel, Holland, 1966.
34. Filz R. et al. Observations on Trapped Protons in Emulsions Recovered from Satellite Orbits, paper delivered at COSPAR Meeting, Warsaw, June 1963.
35. Mcllwain C. E. Science, **142**, 355 (1963).
36. Brown W. L. et al. Results of the Telstar Radiation Experiments J. Bell System Tech., July 1963.
37 Brown W. L. Observations of the Transient Behavior of Electrons in the Artificial Radiation Belts. Radiation Trapped in the Earth's Magnetic Field, D. Reidel, Holland, 1966.
38. Brown W. L. Studies of Trapped Radiation by the Telstar I and Explorer-XV Satellites. Proc. of the Plasma Space Sci. Sympos. Edit. C.C. Chang and S.S. Huang.
39. Katz L. et al. Measurements on Trapped Particles Injected by Nuclear Detonations, AFCRL Rep. Interim Results of Radiation Measurements from Air Force Satellite 1962 βK, June 17, 1963.

40. Van Allen J. A. Spatial Distribution and Time Decay of the Intensities of Geomagnetically Trapped Electrons from the High Altitude Nuclear Burst of July 1962. Radiation Trapped in the Earth's Magnetic Field, D. Reidel, Holland, 1966.
41. Bostrom C. U., Williams D. J. J. Geophys. Res., **70**, 240 (1965).
42. McDiarmid I. B. et al. Canad. J. Phys., **41**, 1332 (1963).
43. Walt M., Newkirk L. L. J. Geophys. Res., **71**, 3265 (1966).
44. Gaines E. E., Glass R. A. J. Geophys. Res., **69**, 1271 (1964).
45. Уэлч Дж. А., Уитэйкер У. А. В сб. «Операция «Аргус». Перев. с англ. М., Атомиздат, 1960, стр. 68.
46. Вентворт Р. К. и др. В сб. «Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли». Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1962, стр. 124.
47. McDonald W. M., Walt M. Ann. Phys., **15**, 44 (1961).
48. Уэлч Дж. А. и др. В сб. «Операция «Морская звезда». Перев. с англ. М., Атомиздат, 1964, стр. 98.
49. Harris I., Priester W. Theoretical Models for the Solar-Cycle Variation of the Upper Atmosphere, NASA Tech. Note D—1444, 1962.
50. Walt M., McDonald W. M. Rev. Geophys., **2**, 543 (1964).
51. Walt M., McDonald W. M. J. Geophys. Res., **67**, 5013 (1962).
52. Walt M. J. Geophys. Res., **69**, 3947 (1964).
53. Roederer J. G., Welch J. A. Calculations of Longitude Dependence of Geomagnetically Trapped Electron Fluxes. P. 1. Space Res., 6.
54. Окс Г. Р. и др. В сб. «Операция «Морская звезда». Перев. с англ. М., Атомиздат, 1964, стр. 121.
55. Imhof W. L., Smith R. V. J. Geophys. Res., **70**, 569 (1965).
56. Paulikas G. A., Freden S. C. J. Geophys. Res., **69**, 1239 (1964).
57. Williams D. J., Kohl J. W. J. Geophys. Res., **70**, 4139 (1965).
58. Cornwall J. M. J. Geophys. Res., **69**, 1251 (1964).
59. Parker E. N. J. Geophys. Res., **66**, 693 (1961).
60. Dungey J. W. J. Fluid Mech., **15**, 74 (1963).
61. Beall D. S. et al. J. Geophys. Res., **72** (1967).
62. McIlwain C. E. Measurements of Trapped Electron Intensities Made by the Explorer XV Satellite. Radiation Trapped in the Earth's Magnetic Field, D. Reidel, Holland, 1966, p. 609.
63. Paulikas G. A. et al. Inner Zone Electrons in 1964 and 1965. Preprint, October 1966, submitted to J. Geophys. Res.
64. Dungey J. W. Planetary Space Sci., **11**, 591 (1963).
65. Cain J. C. et al. J. Ceophys. Res., **66**, 2677 (1961).
66. Cain J. C. et al. J. Geophys. Res., **67**, 5055 (1962).
67. Walt M., Newkirk L. L. Interaction of Trapped Electrons with the Atmosphere. Space Res., **5**, North Holland Publish. Co., 1965, p. 458.
68. Roberts C. S. Electron Loss from the Van Allen Zones Due to Pitch Angle Scattering by Electromagnetic Disturbances. Radiation Trapped in the Earth's Magnetic Field, D. Reidel, Holland, 1966.
69. White R. S. The Earth's Radiation Belts. Phys. Today, Holland, V. **19**, 1966.

ГЛАВА 6

ПРОТОНЫ И ЭЛЕКТРОНЫ ВО ВНЕШНЕМ ПОЯСЕ РАДИАЦИИ

ПРОТОНЫ

Дэвис и Вильямсон [1] на спутнике «Эксплорер-12» изучали во внешнем радиационном поясе протоны с энергиями $0{,}1 < E_p < 5$ *Мэв*. Измерения производились сцинтилляционным счетчиком, перед которым располагался поглотитель. Рассеиватель специальной геометрии независимо измерял электроны. Применение поглотителей различной толщины позволило получить интегральный энергетический спектр. Приближенное пространственное распределение захваченных протонов показано на рис. 1.7, *в*. Протонный пояс простирается от магнитопаузы до внутреннего радиационного пояса. Энергетические спектры этих протонов имеют почти экспоненциальную форму в значительном диапазоне энергий и в широкой области пространства (рис. 6.1).

Протонный пояс очень устойчив во времени. Исследования внешнего протонного пояса на «Эксплорере-14» с помощью той же аппаратуры, что и на «Эксплорере-12», выполненные Дэвисом и др. [2], дали очень похожие результаты. Не было обнаружено больших изменений в протонных потоках и во время магнитных бурь, за исключением некоторых временных вариаций высокоэнергичных частиц при $L > 5$.

Протоны во внешнем поясе характеризуются большими потоками, устойчивостью во времени, сильно выраженной локализацией в экваториальных областях. Основная группа протонов имеет большие питч-углы (рис. 6.2, питч-угловое распределение электронов во внешнем поясе не имеет выраженного максимума) и экспоненциальный характер спектра:

$$j(>E) = k\mathrm{e}^{-E/E_0}. \tag{6.1}$$

Средняя энергия E_0 сильно зависит от L и слабо от α. Эмпирически установлено, что

$$E_0 \sim L^{-3} \quad \text{для} \quad \alpha = 90°. \tag{6.2}$$

Это соотношение наводит на некоторые размышления. Поскольку $B \sim L^{-3}$, то $E_0 \sim B$. Линейное возрастание энергии с магнитным полем B очень напоминает процесс бетатронного ускорения. Если частицы дрейфуют радиально в магнитном поле, сохраняя при этом движении магнитный момент μ, то энергия отдельной частицы изменяется в соответствии с уравнением (2.88):

$$\mu = E/B \quad \text{для} \quad \alpha = 90°, \tag{6.3}$$

или $E \sim L^{-3}$. Хотя это энергия отдельной частицы, а не средняя энергия, тем не менее такой подход заслуживает внимания.

Впервые возможность радиального дрейфа частиц была рассмотрена Келлогом [3]. Он предположил, что электроны внешнего пояса могут проникать туда в результате дрейфа с сохранением μ и $\mathcal{J}$. При этом Келлог обнаружил, что диффузионные времена настолько большие, что трудно надеяться на возможность возникновения внутреннего электронного пояса. Тем не менее образование внешнего пояса электронов вследствие дрейфа не является нереальным. Рассмотрим, каким образом может происходить дрейф частиц и каковы при этом их свойства.

Дрейф. Если частица движется в магнитном поле с сохранением трех адиабатических инвариантов, она не дрейфует при этом радиально. Чтобы частица двигалась радиально, необходимо по крайней мере нарушение третье-

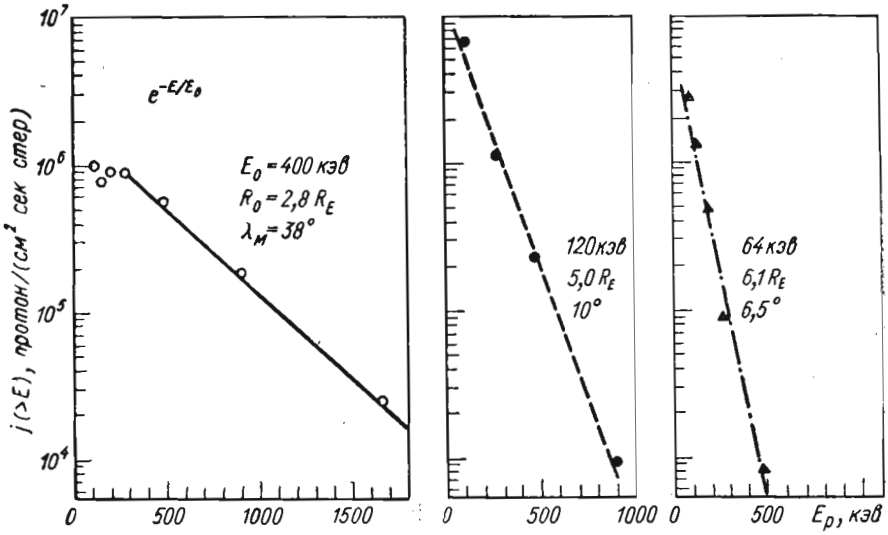


Рис. 6.1. Энергетический спектр протонов внешнего пояса на трех различных радиальных расстояниях, полученный 26 августа 1961 г. на восьмом витке «Эксплорера-12».

го инварианта, т. е. изменение магнитного потока Φ_m через траекторию дрейфа частицы. В процессе движения могут также не сохраняться и другие инварианты.

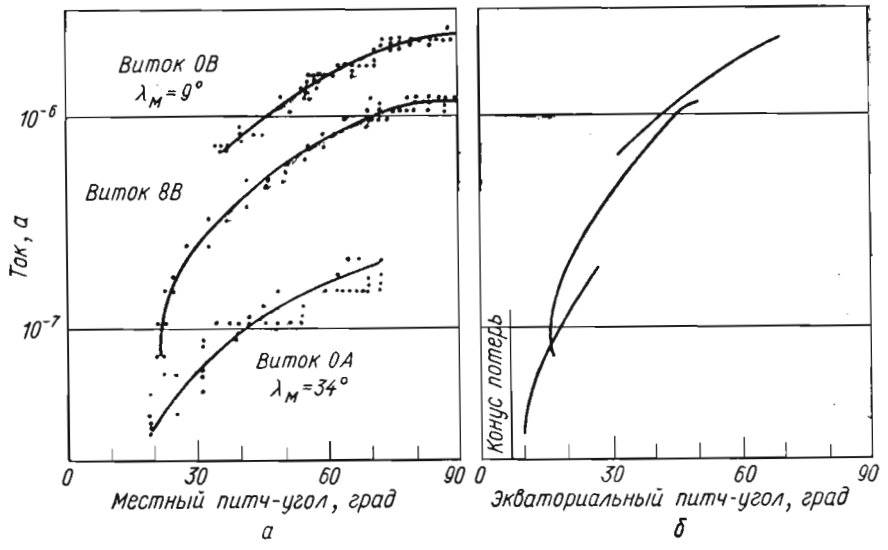


Рис. 6.2. Распределение протонов внешнего пояса при $L = 3{,}5$ по местным питч-углам (*а*) и по экваториальным питч-углам в предположении дипольного поля и $\frac{\sin^2 \alpha}{B} = \text{const}$ (*б*).

Интересны, с нашей точки зрения, лишь определенные классы нарушений инвариантов. Рассмотрим сначала магнитное возмущение, при котором происходит изменение импульса частицы Δp в произвольном направлении. Такое возмущение, по-видимому, приведет к нарушению всех инвариантов. Произ-

вольно направленное изменение импульса Δp вызывает изменение L и α. Из уравнения движения частицы (2.26) имеем

$$\Delta R = \frac{c}{eB^2}(|\Delta \mathbf{p} \times \Delta \mathbf{B}|) = R_c \frac{\Delta p_\perp}{p_\perp}. \tag{6.4}$$

Питч-угол частицы определяется выражением

$$\cos \alpha = p_\parallel / p. \tag{6.5}$$

Поэтому, когда имеется возмущение $\Delta p_\parallel$, он изменяется на величину

$$\sin \alpha \, \Delta \alpha = \Delta p_\parallel / p \text{ или } \Delta \alpha = \Delta p_\parallel / p_\perp. \tag{6.6}$$

Для того чтобы частица сместилась поперек поля на один ларморовский радиус, должно выполняться следующее соотношение:

$$\Delta R / R_c = 1 = \Delta p_\perp / p_\perp. \tag{6.7}$$

Если $p_\perp \approx \Delta p_\parallel$, то питч-угол изменится на

$$\Delta \alpha = \Delta p_\parallel / p_\perp \approx 1 \text{ рад}. \tag{6.8}$$

Следовательно, частица рассеется в атмосферу за время диффузии на R_c. Очевидно, такой тип диффузии не может быть причиной радиального ухода. Необходимо иметь процесс, не приводящий к уходу частицы вдоль силовой линии.

Херлофсон [4] рассмотрел возможность диффузии частиц в радиационный пояс в результате последовательности возмущений $p_\perp$, вызываемых флюктуирующим магнитным полем. Эти возмущения будут приводить к нарушению первого адиабатического инварианта. Считая возмущения всегда перпендикулярными магнитному полю B, Херлофсон показал, что имеет место радиальная диффузия и частицы, первоначально находящиеся на внешней границе области захваченной радиации, будут диффундировать внутрь. Такое рассмотрение разумно, за исключением предположения, что возмущение Δp нормально к магнитному полю B. По-видимому, большая часть процессов «магнитного рассеяния», приводящих к нарушению первого инварианта, будет создавать возмущения в произвольных направлениях.

Чтобы получить радиальную диффузию, требуется процесс, протекающий с сохранением некоторых адиабатических инвариантов. Паркер [5] показал, что нарушение второго инварианта также приводит к потерям, а не к диффузии частиц. По-видимому, единственными приемлемыми процессами, приводящими к радиальной диффузии, являются процессы, в которых μ и $\mathcal{J}$ сохраняются, а третий инвариант Φ нарушается. Рассмотрим результаты действия таких процессов. Если при движении в L-пространстве первый и второй адиабатические инварианты захваченных частиц сохраняются, можно вычислить изменения их энергии и экваториального питч-угла. Первый инвариант для нерелятивистских частиц имеет вид

$$\mu = \frac{E \sin^2 \alpha_0}{B_0} = \frac{EL^3 \sin^2 \alpha_0}{0{,}312}, \tag{6.9}$$

где B_0 — экваториальное магнитное поле. Второй инвариант запишем так:

$$\mathcal{J} = m \oint v \cos \alpha \, ds, \tag{6.10}$$

где m — масса частицы; v — ее скорость; α — локальный питч-угол, а интеграл берется вдоль траектории ведущего центра между точками зеркального отражения.

Для дипольного магнитного поля уравнение (6.10) принимает вид

$$\mathcal{J} = mvLF(\alpha_0), \tag{6.11}$$

где

$$F(\alpha_0) = 4mR_E \int_0^{\lambda_m} \sqrt{\left[\frac{1-\sin^2\alpha_0\,(4-3\cos^2\lambda)^{1/2}}{\cos^6\lambda}\right]}\,(4-3\cos^2\lambda)\cos\lambda\,d\lambda. \tag{6.12}$$

Здесь R_E — радиус Земли; λ — геомагнитная широта; λ_m — широта зеркальной точки. Так как μ и $\mathcal{J}$ — константы, уравнение (6.9) можно разделить на квадрат уравнения (6.11):

$$L\left[\frac{\sin\alpha_0}{F(\alpha_0)}\right]^2 = \text{const}. \tag{6.13}$$

Оценки, показывающие изменения питч-угла α_0 с L, были сделаны Накадой [6], Данжи и Хессом (рис. 6.3). Две особенности этих результатов заслуживают внимания.

1. Изменения α_0 с L сравнительно малы для $L > 2{,}5$ и, как указали Дэвис и Чанг [7], частицы, диффундирующие во внутренние области, будут двигаться по плоским спиралям, так что потери будут малы.

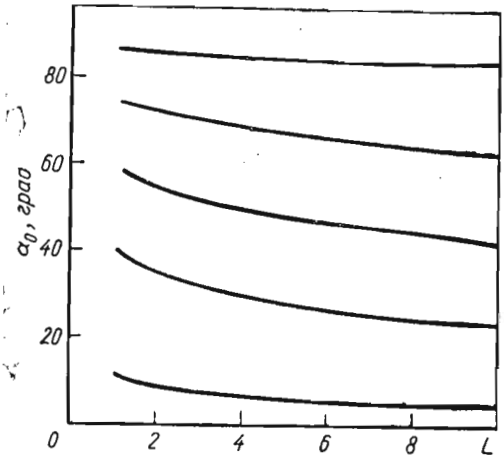


Рис. 6.3. Найденное из уравнения (6.13) изменение экваториального питч-угла при радиальной диффузии. Частицы, диффундирующие во внутренние области, смещаются ближе к экватору.

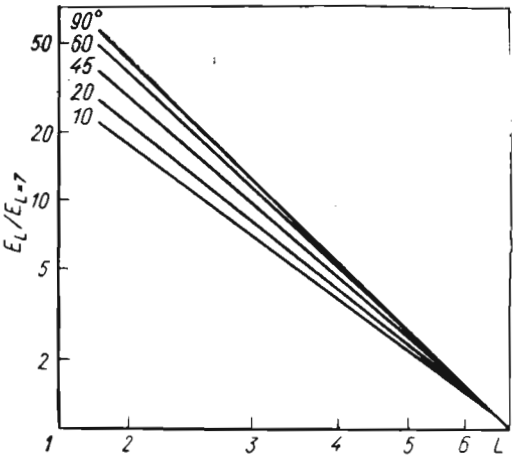


Рис. 6.4. Результат расчетов изменения энергии частицы в процессе радиального дрейфа, происходящего с сохранением μ и $\mathcal{J}$ для различных начальных питч-углов.

2. Функция $\alpha_0 = f(L)$ для нерелятивистских частиц не зависит от энергии. Поэтому совместно с уравнением (6.9) такие вариации можно использовать для определения изменения энергии в зависимости от L и α_0. На рис. 6.4 показаны результаты расчетов для протонов, находящихся первоначально на $L = 7$, с питч-углами, указанными на кривых. Энергия дана в относительных единицах.

Сравнение с результатами экспериментов. Спектр протонов, который можно ожидать для заданных значений L и α_0, зависит от природы и положения источника этих протонов. Он определяется и тем, как зависит движение частиц в L-пространстве от их энергии. Такая зависимость была проанализирована для двух процессов, при которых происходит лишь нарушение третьего инварианта. В случае, когда механизм нарушения связан с электрическими полями, скорость движения частиц в L-пространстве пропорциональна произведению

$\mathscr{E} \times \mathbf{B}$ и не зависит от энергии частицы. Другой процесс, приводящий к нарушению лишь третьего инварианта, связан с асимметричными возмущениями геомагнитного поля, которые имеют место при внезапных началах и внезапных импульсах [8]. Движение в L-пространстве в этом случае инвариантно относительно энергии и зависит от того, останется ли ведущий центр частицы связан с данной силовой линией при быстром изменении поля. Таким образом, движение частицы в L-пространстве в случае, когда нарушается лишь третий инвариант, часто оказывается независимым от энергии частиц. Причем, если спектр инжектируемых частиц имеет степенной закон, он остается степенным с тем же показателем и в процессе L-дрейфа. Если этот спектр имеет экспоненциальный характер e^{-E/E_0}, он остается экспоненциальным и после движения частиц в L-пространстве, а E_0 меняется в зависимости от L и α_0 таким же образом, как и в случае отдельной частицы (см. предыдущий раздел). Это можно легко увидеть, проделав преобразования от L_1 к L_2:

$$N(E) = k_1 e^{-E_1/E_{0_1}} \rightarrow k_2 e^{-E_2/E_{0_2}}, \tag{6.14}$$

где, как известно, E_2 связано с E_1 выражением (см. рис. 6.2)

$$E_2 = q(L, \alpha) E_1.$$

Новый спектр в этом случае имеет следующий вид:

$$N(E) = k_2 e^{-qE_1/E_{0_2}}, \tag{6.15}$$

или из уравнения (6.14) получаем

$$E_{0_2} = qE_{0_1}. \tag{6.16}$$

Два следствия, вытекающие из этой модели, можно сопоставить с экспериментальными данными. Первое следствие — спектр сохраняет экспоненциальный характер — согласуется с экспериментом (см. рис. 6.1).

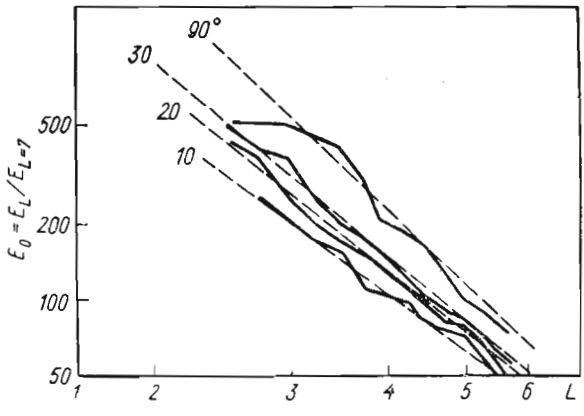


Рис. 6.5. Сравнение полученных Дэвисом и Вильямсоном [1] значений энергии E_0 с теоретическими расчетами изменения энергии протонов в процессе радиального дрейфа, происходящего с сохранением μ и $\mathcal{J}$ для различных начальных значений питч-углов.

Второе следствие показано на рис. 6.5, где нанесены измеренные значения E_0 как функции от L с соответствующими изменениями питч-угла α_0 в зависимости от L. На кривых указаны значения питч-углов α_0 при $L = 7$. Пунктирные кривые на рис. 6.5 взяты из рис. 6.4. При сравнении результатов обнаруживается хорошее согласие между моделью и результатами эксперимента. Если пунктирные кривые продолжить, то они пересекутся вблизи $L = 10$. Это пересечение определяет значение L, при котором спектр не зависит от α_0, и соответствующую точку можно интерпретировать как положение источника. До сих пор с моделью сравнивался лишь спектр частиц. Можно также сопоставить измеренные величины потоков частиц в L-пространстве со следствиями, вытекающими из теоремы Лиувилля, и выяснить тем самым что-нибудь о механизмах движения этих частиц. Теорема Лиувилля утверждает, что плотность частиц f в фазовом пространстве постоянна вдоль траектории частицы, если процесс происходит без потерь.

Плотность определяется выражением

$$dn = f(v, \alpha, L)\, 2\pi \sin\alpha d\alpha v^2\, dv\, dV. \tag{6.17}$$

Его можно записать и через измеренную плотность направленного потока:

$$dn = \left[\frac{j(E, \alpha, L)}{v}\right] 2\pi \sin\alpha\, d\alpha\, dE\, dV, \tag{6.18}$$

а так как $dE = mvdv$, то получаем

$$\frac{m^2 j(E, \alpha, L)}{2E} = f(E, \alpha, L). \tag{6.19}$$

Отсюда следует, что плотность частиц в фазовом пространстве можно непосредственно определить из результатов измерений. Таким образом, задача сводится к проверке выполнения равенства

$$f(E_1, \alpha_1, L_1) \stackrel{?}{=} f(E_2, \alpha_2, L_2), \tag{6.20}$$

или с учетом сохранения адиабатических инвариантов

$$f[E_1(\mu_1 J_1)\, \alpha_1(\mu_1 J_1)\, L_1] \stackrel{?}{=} f[E_2(\mu_1 J_1)\, \alpha_2(\mu_1 J_1)\, L_2]. \tag{6.21}$$

Результаты такого анализа [6] для нескольких пар значений μ и J показаны на рис. 6.6. Величина f, по-видимому, остается постоянной вдоль траектории отдельной частицы, однако траектории всех частиц перекручиваются подобно клубку ниток, и различить их становится невозможно. Хотя f с микроскопической точки зрения, возможно, и является константой, измеренные макроскопические значения f изменяются. Это связано с разнообразием рассматриваемых траекторий частиц, относящихся, по-видимому, к различным их группам, диффундирующих извне в магнитное поле на различные расстояния и с различными потерями во внешнем поясе. Потери частиц необходимо учитывать. Как видно из рис. 6.6, отношение j/E монотонно возрастает с L. Это также указывает на то, что источник частиц расположен на больших расстояниях и, вероятнее всего, в магнитопаузе.

Михайлов и Уайт [9] с помощью 9-канального спектрометра, установленного на спутнике 1964-45А, измерили энергетический спектр протонов внешнего пояса в диапазоне энергий от 0,17 до 3,4 *Мэв*. На рис. 6.7 показаны распределения протонов различной энергии в пространстве B—L. Эти данные согласуются с полученными за два года до этого результатами Дэвиса и Вильямсона. Михайлов и Уайт [9] считают, что результаты подтверждают радиальную диффузию и согласуются с расчетами Накады и Мида [13]. Их теория дает зависимость j от L вдоль экватора, которая в общих чертах согласуется с экспериментом. Измеренные потоки частиц остаются большими при несколько более низких значениях L, чем это предсказывает теория. Это, по-видимому, указывает на бóльшую скорость диффузии по сравнению с расчетами Накады и Мида. Однако при $L \approx 2$ потоки резко падают, что согласуется с теорией. Михайлов и Уайт считают, что диффузия протонов во внутреннюю зону не может объяснить появление в этой области протонов низких энергий.

Механизм накачки. Таким образом, для объяснения природы радиационного пояса необходимо учесть процессы, при которых сохраняются лишь первые два адиабатических инварианта (третий инвариант не сохраняется). Такими процессами являются магнитные возмущения с характерными временами $\tau_B < \tau < \tau_D$, где τ_B — период колебаний между зеркальными точками, а τ_D — период азимутального дрейфа. Магнитометры, установленные на уровне моря, регулярно регистрируют магнитные возмущения с $\tau \sim 1$ *мин*. Внезапные импульсы и внезапные начала относятся к тому же классу возмущений. Они наблюдаются приблизительно два раза в сутки и имеют среднюю ампли-

туду около 2γ; два раза в месяц амплитуда возмущений достигает примерно 20γ. Внезапные импульсы, регистрируемые наземными станциями, по-видимому, являются результатом вариаций в солнечном ветре, приводящих к поджатию или расширению магнитосферы. Паркер [8] исследовал возможный результат действия возмущения магнитного поля на захваченные частицы.

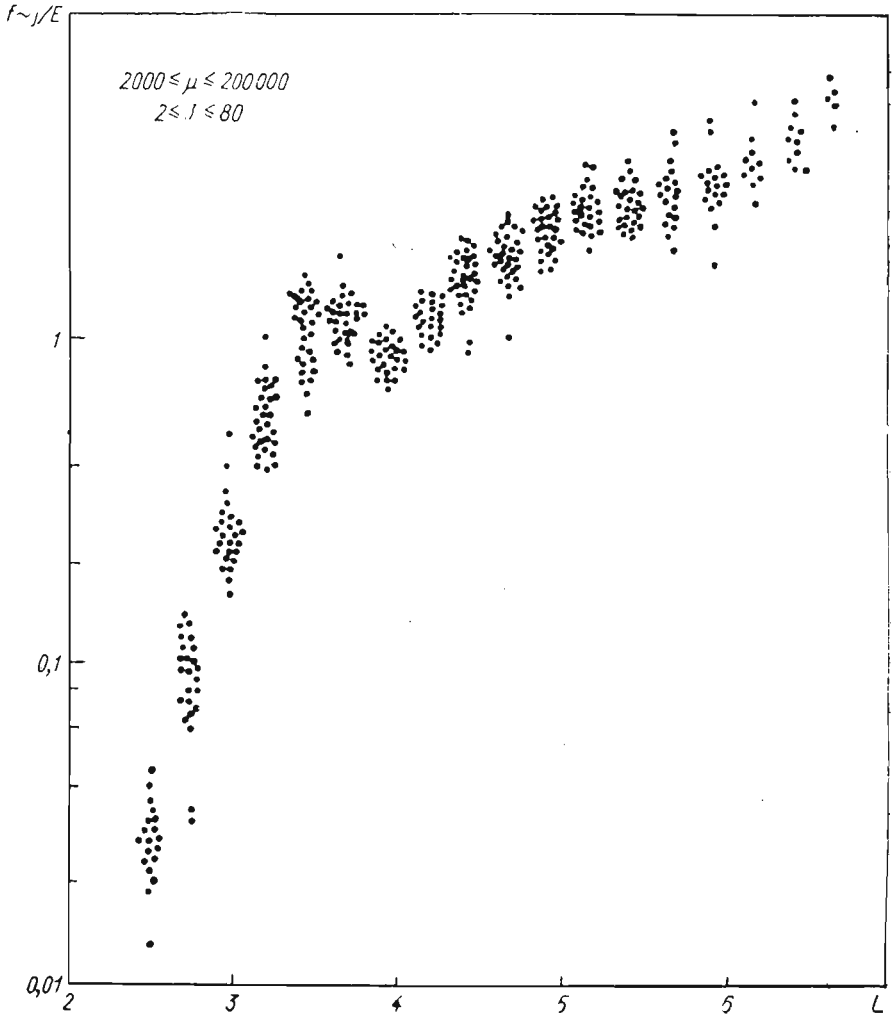


Рис. 6.6. Плотность частиц в фазовом пространстве, полученная по данным Дэвиса и Вильямсона [1] для различных значений μ и $\mathcal{J}$ в зависимости от L.

Основные процессы, приводящие к перемещению частиц, показаны на рис. 6.8. Пусть частицы с $\mathcal{J} = 0$ распределены в некотором кольце, т. е. их распределение описывается δ-функцией (см. рис. 6.8, *б*, сплошная кривая). Частицы дрейфуют по поверхности постоянного поля B. Когда в течение первого периода (см. рис. 6.8, *а*) магнитное поле возрастает, частицы, оставаясь на тех же силовых линиях, смещаются к Земле (см. рис. 6.8, *б*, пунктирная кривая). Поджатие поля является асимметричным, и на дневной стороне оно проявляется сильнее, чем на ночной. Согласно расчетам Мида, дипольное поле деформируется солнечным ветром так, что его напряженность на экваторе становится равной

$$B = \frac{M}{r^3} + \frac{a_1}{r_b{}^3} + \frac{a_2}{r_b{}^4} r\cos\varphi, \quad \begin{matrix} a_1 = 0{,}251 \text{ } \textit{гс}, \\ a_2 = 0{,}210 \text{ } \textit{гс}, \end{matrix} \tag{6.22}$$

где r_b — расстояние от Земли до границы, выраженное в земных радиусах, а φ — местная долгота, измеряемая от местного полуденного меридиана.

Поскольку в последний член входит φ, частицы, находящиеся на дневной стороне, будут смещаться глубже. При этом они двигаются по различным дрейфовым орбитам, каждая из которых проходит вдоль своего, постоянного для орбиты, значения B. В результате за время второго периода, когда магнитное поле постоянно, дрейфовые орбиты частиц представляют собой деформированные окружности. Частицы, первоначально находившиеся на дневной стороне, дрейфуют, по направлению к Земле, а частицы, находившиеся на ночной стороне, дрейфуют наружу (см. рис. 6.8, *в*). Аналогичным образом дрейфуют частицы, имеющие $\mathcal{J} \neq 0$. Когда поле медленно спадает до прежнего значения (см. рис. 6.8, *а*, третий период), дрейфовые орбиты частиц расширяются (см. рис. 6.8, *г*). Пунктирная кривая на рис. 6.8, *г* соответствует первоначальной дрейфовой орбите. Таким образом, в результате магнитного возмущения одни частицы двигаются по направлению к Земле, а другие, наоборот, от Земли. При многократном повторении таких возмущений процесс будет напоминать диффузию.

Для нахождения установившегося распределения частиц Паркер [8] и Херлофсон [4] использовали уравнения диффузии. Дэвис и Чанг [7] указали, что так как движение частиц напоминает случайные блуждания, использование уравнения Фоккера—Планка является более корректным. Они получили решения для двух первых коэффициентов уравнения Фоккера—Планка и показали, что необходимо учитывать не только среднеквадратичное отклонение $< \Delta r^2 >$, но и среднее смещение частицы $< \Delta r >$, которое раньше полагали равным нулю.

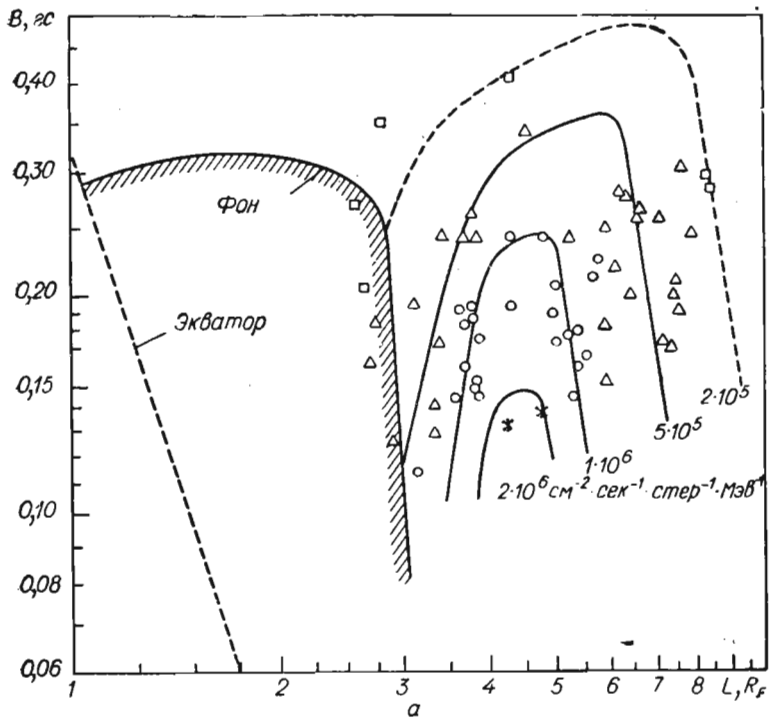
Считая этот процесс аналогичным процессу перемешивания, Данжи [11] показал, что правильно написанное уравнение диффузии эквивалентно уравнению Фоккера—Планка (поскольку коэффициенты Фоккера— Планка определенным образом связаны между собой). Недавно Фальтхаммер [12] показал, что для экваториальных частиц коэффициенты Фоккера — Планка связаны между собой для любого процесса, при котором движение в L-пространстве происходит без нарушения магнитного момента частиц и их продольного инварианта. В результате работ Данжи и Фальтхаммера стало возможным использовать уравнение диффузии, в которое входит лишь сравнительно просто определяемое среднеквадратичное отклонение. Среднеквадратичное смещение обычно трудно получить из уравнения движения, однако, в свою очередь, вывод уравнения диффузии является не очень наглядным. Чтобы показать, как действует такая диффузия, воспользуемся довольно простым формализмом Фоккера—Планка, позволяющим получить правильные результаты. Уравнение Фоккера—Планка можно получить точно так же, как оно было выведено при анализе кулоновского рассеяния (см. гл. 5):

$$\frac{\partial U}{\partial t}\,dt = -\frac{\partial}{\partial r}[U\langle \Delta r\rangle] + \frac{1}{2}\cdot\frac{\partial^2}{\partial r^2}[U\langle(\Delta r)^2\rangle] + S - L, \tag{6.23}$$

где U — полное число частиц в кольце радиусом r и шириной dr; S — мощность источников частиц: L — мощность потерь. Коэффициент $< \Delta r >$ определяется выражением, аналогичным уравнению (5.27):

$$\langle \Delta r\rangle = \int \pi(\Delta r)\,\Delta r\,dr. \tag{6.24}$$

Здесь π — вероятность того, что при геомагнитном возмущении частица сместится в радиальном направлении в единицу времени на Δr. При этом предполагается, что начало магнитного возмущения или магнитной бури происходит достаточно быстро, так что частица остается на той же силовой линии, на которой она перед этим и находилась. Оставаясь на силовой линии, частица во время движения приобретает энергию за счет электрического поля dB/dt. Затем поле адиабатически уменьшается до прежнего значения, и частица дрейфует,



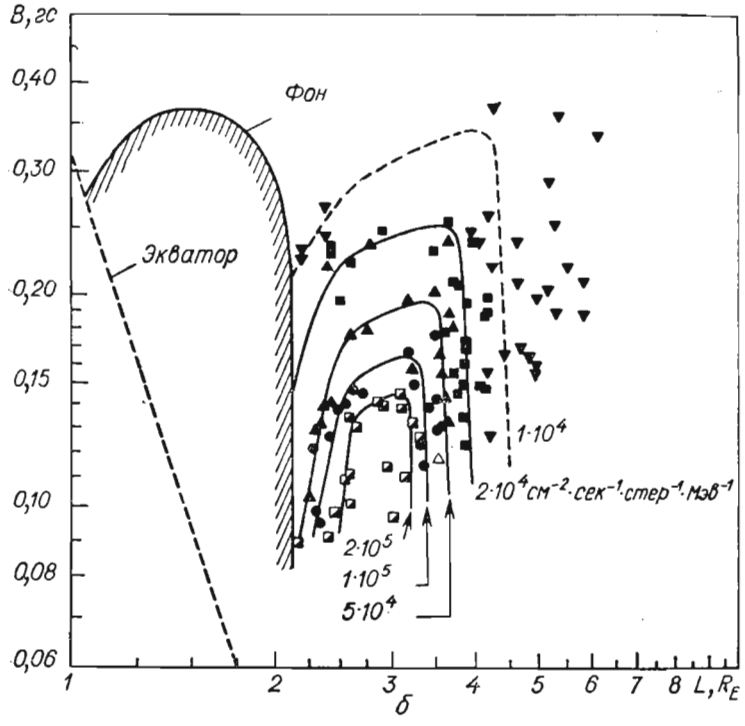
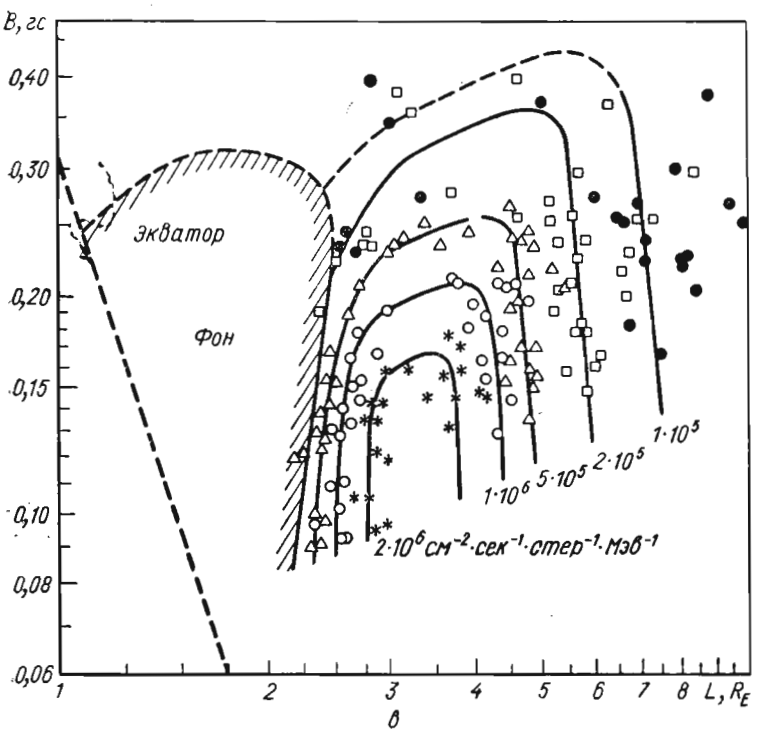
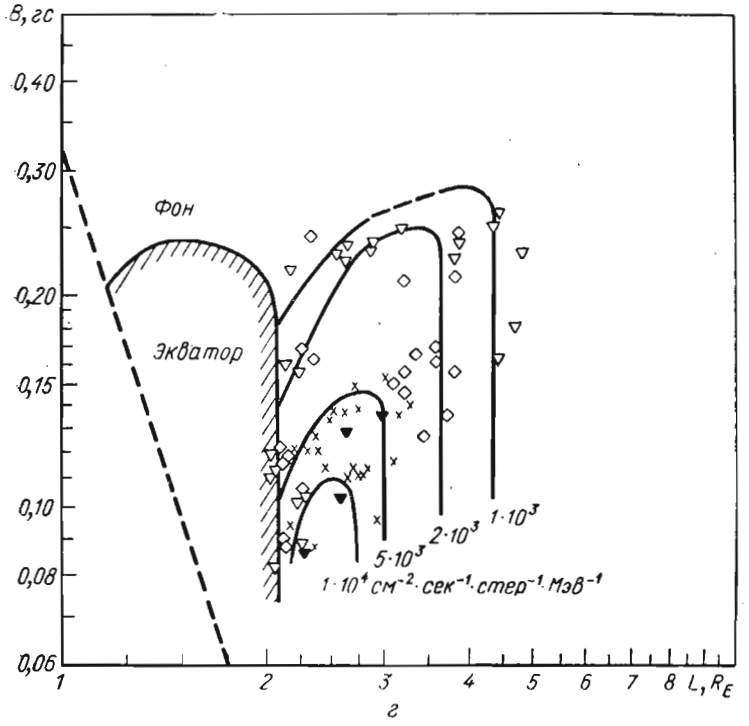


Рис. 6.7. Распределение потоков протонов $j_{\perp}$ в интервале энергий от 0,17 **до** и от 1,9 **до**





0,21 *Мэв* (*а*); от 0,55 до 1,2 *Мэв* (*б*); от 0,29 до 0,42 *Мэв* (*в*) 2,4 *Мэв* (*г*).

удаляясь от Земли. Чтобы хотя бы приблизительно проследить за движением частиц, надо рассмотреть движение силовой линии, на которой эта частица находится.

Дэвис и Чанг [7], подобно Чепмену и Ферраро, использовали в своей модели поле мнимого диполя, расположенного на расстоянии l от нейтральной плоскости, разделяющей два диполя. Мы будем придерживаться того же рассмотре-

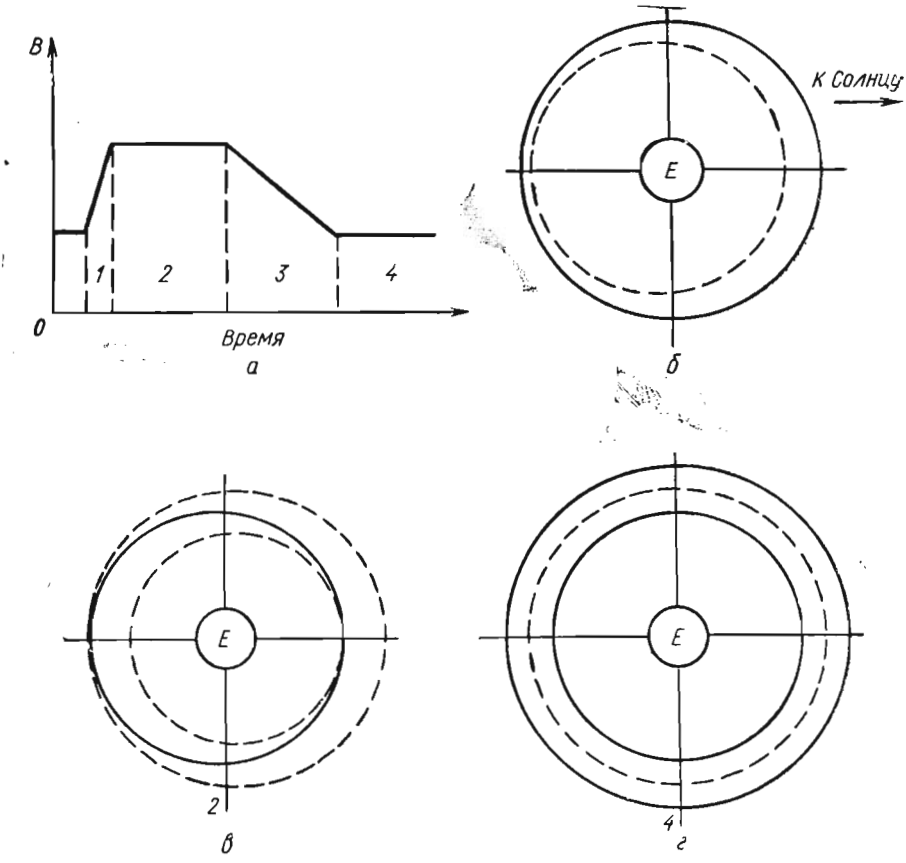


Рис. 6.8. Механизм накачки для радиальной диффузии: *а* — внезапное начало магнитного возмущения; *б—г* — дрейфовые орбиты частиц. Сплошная кривая на рис. 6.8, *б* — дрейфовая оболочка до начала бури. Во время внезапного начала частицы сместятся и займут положение, обозначенное пунктиром. На рис. 6.8, *в* сплошной кривой показана деформированная дрейфовая оболочка; во время периода *2* частицы, первоначально находившиеся на дневной стороне, дрейфуют по направлению к Земле, тогда как частицы, находившиеся на ночной стороне, дрейфуют наружу (пунктирные кривые). На рис. 6.8, *г* для сравнения показаны первоначальная дрейфовая оболочка (пунктирная кривая) и область, заполненная частицами (между сплошными кривыми) после того, как поле спадает до прежнего значения [13].

ния, хотя аналогичное исследование можно провести для модели Мида и какой-нибудь другой модели, для чего необходимо лишь изменить коэффициенты в уравнении (6.25). Магнитное поле определяется выражением

$$\left.\begin{aligned} B_R &= \frac{2M}{R^3}\cos\theta + \frac{M}{8l^3}\left[-\cos\theta + \frac{3R}{2l}\sin 2\theta \sin\varphi + O\left(\frac{R^2}{l^2}\right)\right]; \\ B_\theta &= \frac{M}{R^3}\sin\theta + \frac{M}{8l^3}\left[\sin\theta + \frac{3R}{2l}\cos 2\theta \sin\varphi + O\left(\frac{R^2}{l^2}\right)\right]; \\ B_\varphi &= \frac{3MR}{16l^4}\cos\theta\cos\varphi\left[1 + O\left(\frac{R}{l}\right)\right]. \end{aligned}\right\} \qquad (6.25)$$

Уравнение силовой линии имеет вид

$$\frac{dR}{B_R}=\frac{R\,d\theta}{B_\theta}=\frac{R\sin\theta\,d\varphi}{B_\varphi} \tag{6.26}$$

или

$$\frac{1}{R}\cdot\frac{dR}{d\theta}=\frac{B_R}{B_\theta}=\frac{2\cos\theta}{\sin\theta}-\frac{3R^3\cos\theta}{8l^3\sin\theta}\left[1+\frac{R\sin\varphi}{l\sin\theta}(1-3\sin^2\theta)+O\left(\frac{R^2}{l^2}\right)\right]; \tag{6.27}$$

$$\frac{d\varphi}{d\theta}=\frac{B_\varphi}{\sin\theta B_\theta}=\frac{3R^4\cos\theta\cos\varphi}{16l^4\sin^2\theta}\left[1+O\left(\frac{R}{l}\right)\right]. \tag{6.28}$$

В первом приближении получаем хорошо известное выражение

$$R=r\sin^2\theta,\quad \varphi=\bar{\varphi}=\text{const}. \tag{6.29}$$

Подставляя соотношения (6.29) в уравнения (6.27) и (6.28), находим более точное приближение

$$R=r\sin^2\theta\left\{1-\frac{r^3}{16l^3}\sin^6\theta\left[1-\frac{2r}{l}\sin\theta\sin\varphi\left(\sin^2\theta-\frac{3}{7}\right)+O\left(\frac{r^2}{l^2}\right)\right]\right\}. \tag{6.30}$$

Ограничимся рассмотрением экваториальной плоскости $\theta=\pi/2$. В этом случае

$$R=r\left[1-\frac{r^3}{16l^3}+\frac{r^4\sin\bar{\varphi}}{14l^4}+O\left(\frac{r^5}{l^5}\right)\right]; \tag{6.31}$$

$$\varphi=\bar{\varphi}+\frac{3r^4\cos\bar{\varphi}}{112\,l^4}+O\left(\frac{r^5}{l^5}\right). \tag{6.32}$$

Используя выражение для магнитного поля

$$B(l,R,\bar{\varphi})=\frac{M}{R^3}+\frac{M}{8l^3}\left[1-\frac{3R}{2l}\sin\bar{\varphi}+O\left(\frac{R^2}{l^2}\right)\right], \tag{6.33}$$

получаем напряженность поля на данной силовой линии:

$$B(l,r,\bar{\varphi})=\frac{M}{r^3}+\frac{M}{8l^3}\left[\frac{5}{2}-\frac{45}{11}\left(\frac{r}{l}\right)\sin\bar{\varphi}+O\left(\frac{r^2}{l^2}\right)\right]. \tag{6.34}$$

Дэвис и Чанг предположили, что перед бурей магнитопауза располагается очень далеко, так что

$$B_0=M/r^3. \tag{6.35}$$

Затем во время быстрого начала бури

$$\Delta B_f=B(l,r,\bar{\varphi})-B_0=\frac{5}{16}B_0\left(\frac{r}{l}\right)^3\left[1-\frac{9}{7}\left(\frac{r}{l}\right)\sin\bar{\varphi}+O\left(\frac{r^2}{l^2}\right)\right]. \tag{6.36}$$

В процессе адиабатического восстановления силовая линия возвращается в первоначальное положение, однако это происходит настолько медленно, что частица успевает продрейфовать вокруг Земли много раз. При этом зависимость от $\bar{\varphi}$ при усреднении пропадает, так что

$$\Delta B_s=-\frac{5}{16}B_0\left(\frac{r}{l}\right)^3\left[1+O\left(\frac{r^2}{l^2}\right)\right]. \tag{6.37}$$

Полное изменение поля во время всей магнитной бури

$$\Delta B=\Delta B_f+\Delta B_s=-\frac{45}{112}B_0\left(\frac{r}{l}\right)^4\sin\bar{\varphi}\left[1+O\left(\frac{r}{l}\right)\right]. \tag{6.38}$$

Отсюда

$$\langle(\Delta B)^2\rangle=\left(\frac{45}{112}\right)^2\frac{M^2}{2r^6}\left[\left(\frac{r}{l}\right)^8+O\left(\frac{r^9}{l^9}\right)\right]. \tag{6.39}$$

Аналогичный, но более детальный расчет [7], учитывающий члены более высокого порядка, дает

$$\langle \Delta B \rangle = -3\left(\frac{15}{112}\right)^2 \left(\frac{r}{l}\right)^8 \frac{M}{r^3} + \frac{M}{r^3} O\left(\frac{r^9}{l^9}\right). \tag{6.40}$$

Используя

$$r = (M/B)^{1/3}, \tag{6.41}$$

найдем среднее отклонение силовой линии:

$$\Delta r = -\frac{r^4}{3M} \Delta B + \frac{2r^7}{9M^2} (\Delta B)^2 + \ldots, \tag{6.42}$$

и коэффициенты Фоккера—Планка

$$\begin{aligned} \langle \Delta r \rangle &= gkl \left(\frac{r}{l}\right)^a \left[1 + O\left(\frac{r}{l}\right)\right] \qquad a = 9, \\ & \qquad\qquad\qquad\qquad\quad g = 8, \\ \langle (\Delta r)^2 \rangle &= 2kl^2 \left(\frac{r}{l}\right)^{a+1} \left[1 + O\left(\frac{r}{l}\right)\right] \qquad k = \frac{1}{4}\left(\frac{15}{112}\right)^2. \end{aligned} \tag{6.43}$$

Первый коэффициент получить значительно труднее, чем $< (\Delta r^2) >$, и в литературе приводилось несколько различных его значений. Эта путаница была исправлена, когда было доказано, что оба коэффициента определенным образом взаимосвязаны. Данжи [11] модифицировал уравнение диффузии, в которое входит лишь один коэффициент. Фальтхаммер [12] показал, что решение, найденное Данжи, является правильным, и нашел связь между коэффициентами при движении частиц в экваториальной плоскости магнитного диполя под действием магнитных возмущений. Группа частиц с плотностью n и одинаковым магнитным моментом μ под действием магнитных возмущений перемещается так, что магнитный поток Φ_m через движущийся контур остается постоянным. Это означает, что

$$n/B = \text{const}. \tag{6.44}$$

Для дипольного поля число частиц в кольце

$$U = 2\pi n r \approx rB. \tag{6.45}$$

Поэтому распределение частиц в дипольном поле определяется выражением

$$U \approx r^{-2} \tag{6.46}$$

и во время возмущений должно оставаться неизменным (при этом не учитываются источники и потери частиц).

Из уравнения (6.23) следует

$$0 = -\frac{\partial}{\partial r}(D_1 r^{-2}) + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial r^2}(D_2 r^{-2}). \tag{6.47}$$

Интегрируя (6.47), получаем

$$D_1 = \frac{r^2}{2} \cdot \frac{\partial}{\partial r}(D_2 r^{-2}). \tag{6.48}$$

Отсюда видно, что коэффициенты Фоккера—Планка взаимосвязаны. Результат согласуется с расчетами Дэвиса и Чанга [7], Накады и Мида [13]. Следовательно, значение $g = 8$ единственно правильное. В стационарном случае уравнение Фоккера—Планка принимает вид

$$\frac{\partial}{\partial r}[(\Delta r) U] = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial r^2}[\langle (\Delta r^2) \rangle U]. \tag{6.49}$$

Решим это уравнение, считая, что источник частиц с плотностью n_1 расположен на расстоянии r_1 (источником считаем магнитопаузу), а сток частиц s находится на расстоянии r_0 (поглощение в атмосфере или какие-нибудь другие механизмы). Дэвис и Чанг получили следующее решение уравнения:

$$U(r) = \left(\frac{r}{r_1}\right)^{-a} \left[\frac{r^{g-1} - r_0^{g-1}}{r_1^{g-1} - r_0^{g-1}}\right] U(r_1). \tag{6.50}$$

Чтобы найти изменение плотности частиц в процессе диффузии, необходимо знать изменения высоты кольца Z или широты зеркальной точки λ_m. Рассмотрим частицы, которые испытывают отражение вблизи экватора, так что

$$\sin \alpha_0 = 1 - v_\parallel^2 / 2v_\perp^2, \tag{6.51}$$

или, полагая

$$\alpha_0 = \pi/2 - \mu,$$

получаем

$$\mu \approx v_\parallel / v_\perp. \tag{6.51a}$$

Из условия сохранения первого инварианта при дрейфе частицы от r до R имеем

$$\frac{v_\perp^2(r)}{v_\perp^2(R)} = \frac{B(r)}{B(R)} = \left(\frac{R}{r}\right)^3. \tag{6.52}$$

Из сохранения второго инварианта следует, что

$$\mathcal{J} = \int v_\parallel \, dl \approx r v_\parallel(r) \lambda_m(r) = R v_\parallel(R) \lambda_m(R). \tag{6.53}$$

Расписывая далее уравнение

$$\frac{\sin^2 \alpha_0}{B_e \left(\frac{a}{r}\right)^3} = \frac{1}{B_m}, \tag{6.54}$$

получаем

$$B_m = B_0 \left(\frac{a}{r}\right)^3 (1 + \mu^2 + \ldots), \tag{6.55}$$

или, так как

$$B_m = B_e \left(\frac{a}{r}\right)^3 \frac{(4 - 3\cos^2 \lambda_m)^{1/2}}{\cos^6 \lambda_m}, \tag{6.56}$$

то

$$B_m = B_0 \left(\frac{a}{r}\right)^3 \left(1 + \frac{9}{2} \lambda_m^2 + \ldots\right). \tag{6.57}$$

Сравнивая уравнения (6.55) и (6.57), находим, что

$$\mu^2 = \frac{9}{2} \lambda_m^2. \tag{6.58}$$

Из уравнений (6.51)—(6.53) имеем

$$\mu(r) = \frac{v_\parallel(r)}{v_\perp(r)} = \mu(R) \frac{\lambda_m(R)}{\lambda_m(r)} \sqrt{r/R}. \tag{6.59}$$

Расстояние от экватора до зеркальной точки

$$Z(r) = r \lambda_m(r). \tag{6.60}$$

Из уравнений (6.58) и (6.59) находим

$$\frac{Z(r)}{Z(R)} = \left(\frac{r}{R}\right)^{5/4}. \tag{6.61}$$

Плотность $n(r)$ можно получить из выражения для

$$U(r) = n(r)\,2\pi r Z(r) = kn(r)\,r^{9/4}. \tag{6.62}$$

Более детальный расчет, выполненный Накадой и Мидом [13], которые учли изменение питч-углов при радиальном движении, дает несколько другое, более правильное выражение:

$$U(r) = kn(r)\,r^2. \tag{6.63}$$

Решая уравнение (6.49) относительно плотности, получаем [7]

$$n(r) = \left(\frac{r}{r_1}\right)^{-a+2}\left[\frac{r^{g-1} - r_0^{g-1}}{r_1^{g-1} - r_0^{g-1}}\right] n(r_1). \tag{6.64}$$

До сих пор мы не рассматривали изменения энергии частиц. Если $N(r, E)dE$— энергетический спектр частиц, находящихся на расстоянии r, то

$$n(r) = \int N(r, E)\,dE. \tag{6.65}$$

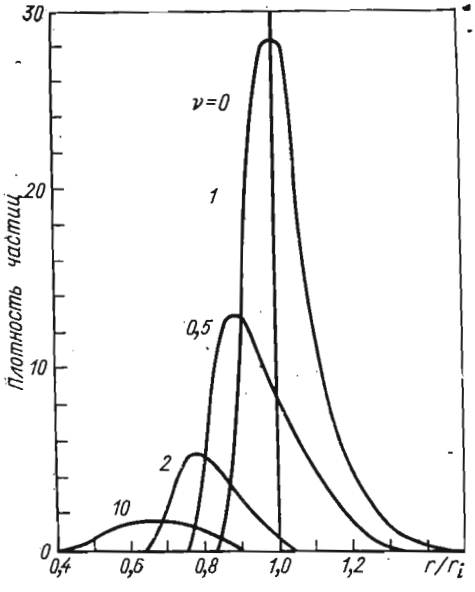


Рис. 6.9. Профили радиального распределения частиц в зависимости от времени.

В нерелятивистском случае

$$E(r)\,r^3 = \text{const}, \tag{6.66}$$

так что

$$E(r) = \left(\frac{r_1}{r}\right)^3 E_1, \tag{6.67}$$

а спектр имеет вид

$$N(r, E) = \left(\frac{r}{r_1}\right)^{-(a-1)}\left[\frac{r^{g-1} - r_0^{g-1}}{r_1^{g-1} - r_0^{g-1}}\right] \times \times N_1\left(r_1, \frac{Er^3}{r_1^3}\right). \tag{6.68}$$

Исследовалась также и нестационарная задача. Паркер [8] решил эту задачу с помощью уравнения диффузии, не рассматривая при этом часть процессов, связанных с $<\Delta r>$.

Дэвис и Чанг [7] показали, как следует модифицировать решение Паркера. Они нашли, как будет меняться плотность частиц с расстоянием и временем, если в начальный момент частицы находились на расстоянии r_i. На рис. 6.9 показаны профили распределения частиц (данные Паркера с поправкой $3\cdot(r/r_i)^{-1,5}$, сделанной Дэвисом и Чангом, $g = 8$, и $a = 9$) как функции I и ν. В момент $\nu = 0$ частицы находились на $r = r_i$. Здесь ν — безразмерное время, пропорциональное количеству магнитных бурь n, умноженному на квадрат расстояния, на которое диффундирует частица во время бури $\langle(\Delta r_i)^2\rangle$:

$$\nu = \frac{32\,n\langle(\Delta r_i)^2\rangle}{r_i^2}. \tag{6.69}$$

Как видно из рис. 6.9 максимум распределения смещается к меньшим значениям r, а полное число частиц уменьшается со временем, так как частицы, на-

ходящиеся на большом расстоянии, просачиваются через внешнюю границу. Положение максимума r_c определяется выражением

$$\left(\frac{r_c}{r_i}\right)^8 = \frac{1}{2\nu}\left(\frac{a-1}{a+b}\right) \approx \frac{0{,}36}{\nu}. \tag{6.70}$$

Когда максимум распределения смещается в сторону меньших r, возникает хвост, который простирается наружу. Средняя скорость частиц, дрейфующих наружу, при больших r и ν определяется выражением

$$U = \frac{(g-1)\langle(\Delta r)^2\rangle}{r_i}\left(\frac{r}{r_i}\right)^a \approx 7\,\frac{\langle(\Delta r)^2\rangle}{r_i}\left(\frac{r}{r_i}\right)^a. \tag{6.71}$$

Концентрация частиц в волне при больших ν составляет

$$\frac{n}{n_i} \approx \frac{\Gamma\left(\frac{g-1}{a-1}+1\right)}{(2\nu)^{(g-1)/(a-1)}} \sim \frac{0{,}95}{(2\nu)^{0{,}87}}, \tag{6.72}$$

а средняя энергия, приходящаяся при этом на одну частицу, равна

$$\frac{\langle E\rangle}{E_i} = \Gamma\left(\frac{a+2}{a-1}\right)(2\nu)^{3/a-1} \approx 0{,}89\,(2\nu)^{3/8}, \tag{6.73}$$

где E_i — начальная энергия частицы. Эти же выражения можно записать через положение максимума распределения:

$$\frac{n}{n_i} = \frac{\left(\frac{a+b}{a-1}\right)^{(g-1)/(a-1)}}{\Gamma\left[(g-1)/(a-1)+1\right]}\left(\frac{r_c}{r_i}\right)^{g-1} \approx 1{,}28\left(\frac{r_c}{r_i}\right)^7, \tag{6.74}$$

$$\frac{\langle E\rangle}{E_i} = \left[\Gamma\left(\frac{a+2}{a-1}\right)\right]\left(\frac{a-1}{a+b}\right)^{3/a-1}\left(\frac{r_c}{r_i}\right)^{-3} \approx 0{,}78\left(\frac{r_c}{r_i}\right)^{-3}. \tag{6.75}$$

В уравнениях (6.70)—(6.75) $a = 9$, $g = 8$ и $b = 2$.

Накада и Мид [13] провели расчеты, аналогичные вычислениям Дэвиса и Чанга, причем для геомагнитного поля они использовали модель Мида — лучшее приближение к действительной картине, чем модель с мнимым диполем. Они считали, что в спокойные периоды магнитопауза располагается на $10R_E$, а не на бесконечности. При вычислении скорости диффузии они использовали реальную форму наблюдаемых внезапных импульсов и внезапных начал. Рассматривая механизмы потерь, Накада и Мид учли торможение и перезарядку. Впервые торможение частиц стал учитывать Тверской [14]. Чтобы учесть энергию частиц, он использовал функции распределения, зависящие от магнитных моментов.

Уравнение Фоккера—Планка с учетом потерь имеет вид

$$\frac{\partial y}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial r}\left[\left\langle\frac{\Delta r}{\Delta t}\right\rangle y\right] + \frac{1}{2}\cdot\frac{\partial^2}{\partial r^2}\left[\left\langle\frac{(\Delta r)^2}{\Delta t}\right\rangle y\right] - \frac{\partial}{\partial \mu}\left[\left\langle\frac{\Delta\mu}{\Delta t}\right\rangle y\right] - \frac{y}{\tau_{cx}}, \tag{6.76}$$

где y — концентрация частиц в кольце радиусом r и шириной dr с магнитными моментами в интервале $d\mu$ (поскольку E является переменной, вместо E используется μ) и с питч-углами в следующих пределах: $\frac{\pi}{2} > \alpha_0 > \frac{\pi}{2} - \delta_0(r)$, где $\delta_0(r)$ находится из сохранения μ и $\mathcal{J}$. По их оценкам

$$\langle(\Delta r)^2\rangle = \frac{25}{98}\left(\frac{a_2}{M}r^5\right)^2\left[\frac{1}{r_b^4} - \frac{1}{r_{b_0}^4}\right]^2, \tag{6.77}$$

а используя ΔB, усредненное по экватору,

$$\Delta B = a_1\left[\frac{1}{r_b^3} - \frac{1}{r_{b_0}^3}\right], \tag{6.78}$$

получаем

$$\langle(\Delta r)^2\rangle = \frac{25}{98}\left(\frac{a_2}{M}\right)^2 \frac{r^{10}}{r_{b_0}^8}\left[\left(1+\frac{r_{b_0}^3\,\Delta B}{a_1}\right)^{4/3}-1\right]^2. \qquad (6.79)$$

По данным Дэвиса и Чанга

$$\langle\Delta r\rangle/\langle(\Delta r)^2\rangle = g/2r = 4/r. \qquad (6.80)$$

Если известны значения электронной концентрации и концентрации нейтрального водорода, то, вычислив μ, запишем уравнение Фоккера—Планка в виде

$$\frac{0{,}031}{2}\left[\frac{\partial^2(x^{10}y)}{\partial x^2} - g\frac{\partial}{\partial x}(x^9 y)\right] + 0{,}133\,x^{4,5}\frac{\partial}{\partial\mu}\left(\frac{y}{\sqrt{\mu}}\right) - \frac{y}{\tau_{cx}} = 0, \qquad (6.81)$$

где $x = r/r_{b_0}$, а r_{b_0} — расстояние от центра Земли до магнитопаузы. Дэвис и Чанг решили это уравнение численными методами, считая, что при $x = 0$ $\partial y/\partial x = 0$, а следовательно, вблизи Земли $y = 0$. Кроме того, они полагали, что спектр источника при $x = 1$ определяется выражением $e^{-\mu/\mu_0}$. На рис. 6.10

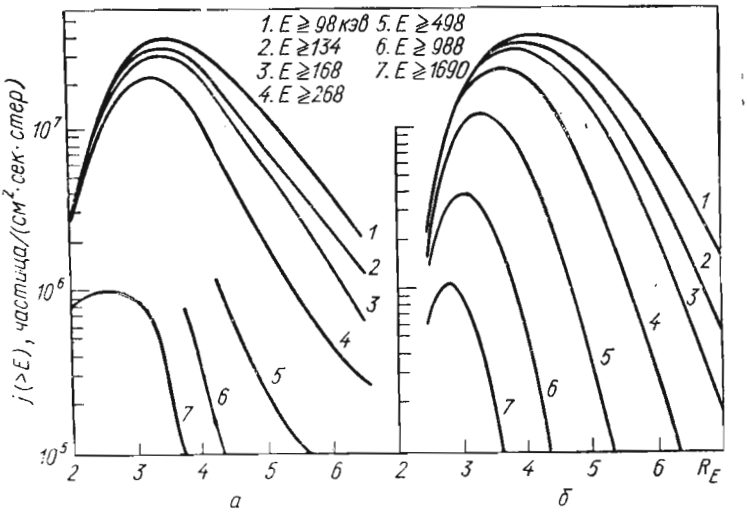


Рис. 6.10. Сравнение экспериментальных интегральных потоков (*а*) с расчетами Накады и Мида (*б*). Расчетные кривые нормированы к максимуму потока для нижнего порога по энергиям. Незаконченность кривых *5* и *6* связана с насыщением детектора [13].

показаны результаты интегрирования уравнения (6.81). Здесь же даны и результаты измерений Дэвиса и Хофмана. Функция распределения y связана с определяемым из эксперимента дифференциальным потоком соотношением

$$y \approx jr. \qquad (6.82)$$

Очень хорошее согласие наблюдается в районе магнитопаузы для энергий $E_0 = 7 \div 10$ *кэв*. Если предположить, что имеется второй источник с интенсивностью, составляющей около 2%, и с экспоненциальным спектром с $E_0 = 90$ *кэв*, то это должно улучшить согласие с экспериментом. Накада и Мид обнаружили, что требуется в 10 раз более быстрая диффузия по сравнению с предсказываемой на основании наблюдаемых на магнитограммах внезапных импульсов и внезапных начал. Множитель порядка 5 можно объяснить тем, что коэффициент a_2, используемый в модели Мида, с учетом поправки на хвост должен быть увеличен. Кроме того, они, по-видимому, недооценили некоторые из магнитных возмущений, дающих вклад в диффузию.

Фальтхаммер [15] вычислил значение коэффициента $\langle(\Delta r)^2\rangle$, обусловленного временными изменениями магнитного поля. Магнитное возмущение b можно рассматривать как составленное из симметричной части S и асимметричной части A, зависящей от местного времени l:

$$b = S(t) + A(t)\, r \cos l. \tag{6.83}$$

Фальтхаммер нашел, что

$$\langle(\Delta r)^2\rangle = \left(\frac{5}{7}\right)^2 \frac{r^4\, \omega_D}{B^2} H_1(\Omega). \tag{6.84}$$

Здесь ω_D — угловая скорость азимутального дрейфа [уравнение (2.45)]; B — дипольное поле в точке наблюдения; H_1 — спектральная мощность $A(t)$, определяемая выражением

$$H_1(\omega) = \int_0^\infty A'(t)\, A'(t+\tau) \cos \omega\tau\, d\tau, \tag{6.85}$$

где $A'(t)$ — флюктуирующая часть $A(t)$:

$$A'(t) = A(t) - \langle A(t)\rangle. \tag{6.86}$$

Симметричная часть возмущения b не может вызывать никакого результирующего действия, тогда как антисимметричная часть может привести к определенному эффекту в зависимости от спектральной плотности возмущения на дрейфовой частоте частиц. Лишь часть этой плотности спектральной мощности обязана большим по величине, но редким событиям типа магнитных бурь.

Поэтому, если учитывать на магнитограммах лишь внезапные импульсы мы тем самым будем явно занижать $\langle(\Delta r)^2\rangle$. Фальтхаммер [15] показал, что временные вариации электрических полей в магнитосфере также приводят к диффузии частиц, если μ и $\mathcal{J}$ сохраняются. Увеличение коэффициента 0,031 в уравнении (6.81) в 10 раз, учитывающее более реальную скорость диффузии, изменяет результаты (см. рис. 6.10) таким образом, что по существу они становятся неотличимыми от экспериментальных данных.

Считая солнечный ветер источником протонов, Накада и Мид нашли, что для образования внешнего протонного пояса необходимо около 10^{-6} полного числа протонов солнечного ветра, налетающих на магнитопаузу. Они показали, что потери происходят главным образом из-за кулоновского рассеяния при больших L и составляют около 1% в день от полного числа захваченных протонов.

Результаты расчетов Накады и Мида убедительно показывают, что диффузия частиц поперек магнитного поля является основным процессом, ответственным за образование внешнего протонного пояса. Используя в своей теории вполне разумные значения различных параметров, Накада и Мид получили количественное согласие с результатами наблюдений. Единственным существенным ограничением является то, что они рассматривали лишь экваториальные частицы с $\alpha_0 = 90°$.

С помощью системы координат α—β уравнение диффузии было распространено и на неэкваториальные частицы с $\mathcal{J} \neq 0$. Для дипольного поля β — долгота, а

$$\alpha = M \sin^2 \theta / r, \tag{6.87}$$

где M — дипольный магнитный момент.

Введем в рассмотрение функцию распределения $q(\alpha, \beta, s, \mathcal{J}, \mu, t)$, такую, что $q(\alpha, \beta, s, \mathcal{J}, \mu, t) d\alpha d\beta ds d\mathcal{J} d\mu$ есть число частиц в фазовом элементе пространства в момент времени t; s — расстояние вдоль силовой линии, измеряемое от экватора. Число частиц с магнитным моментом μ и продольным инва-

риантом $\mathcal{J}$, совершающих колебания между зеркальными точками в силовой трубке $d\Phi = d\alpha d\beta$, определяется выражением

$$Q(\alpha, \beta, \mathcal{J}, \mu, t) = \int q(\alpha, \beta, s, \mathcal{J}, \mu, t)\, ds. \tag{6.88}$$

Здесь Q связано с плотностью частиц в фазовом пространстве соотношением

$$Q = \pi f / m^2. \tag{6.89}$$

Если частицы с данными значениями μ и $\mathcal{J}$ распределены на долготе однородно, то Q не зависит от β и одномерное уравнение Фоккера—Планка принимает вид

$$\frac{\partial Q(\alpha, \mathcal{J}, \mu, t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial \alpha}[\langle \Delta\alpha \rangle Q] + \frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial \alpha^2}[\langle (\Delta\alpha)^2 \rangle Q]. \tag{6.90}$$

Отсюда можно получить и соотношение между двумя коэффициентами Фоккера—Планка, аналогичное выражению (6.48). Пользуясь теоремой Лиувилля [16], можно показать, что если Q не зависит от α и β, то флюктуации не вызывают изменения Q. Поэтому уравнение (6.90) после подстановки $Q = \text{const}$ принимает вид

$$0 = -\frac{\partial}{\partial \alpha}[\langle \Delta\alpha \rangle] + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2}[\langle (\Delta\alpha)^2 \rangle], \tag{6.91}$$

или после интегрирования

$$\langle \Delta\alpha \rangle = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial}{\partial \alpha}[\langle (\Delta\alpha)^2 \rangle]. \tag{6.92}$$

Данное выражение аналогично выражению, полученному из уравнения (4.48) при $\mathcal{J} = 0$. Используя его, перепишем уравнение (6.90) в виде

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial}{\partial \alpha}[\langle (\Delta\alpha)^2 \rangle] \frac{\partial}{\partial \alpha} Q. \tag{6.93}$$

Общее двумерное уравнение диффузии в координатах α и β имеет следующий вид:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \alpha}\left(D_{\alpha\alpha}\frac{\partial Q}{\partial \alpha}\right) + \frac{\partial}{\partial \beta}\left(D_{\beta\beta}\frac{\partial Q}{\partial \beta}\right) + \frac{\partial}{\partial \alpha}\left(D_{\alpha\beta}\frac{\partial}{\partial \beta}\right) + \frac{\partial}{\partial \beta}\left(D_{\beta\alpha}\frac{\partial Q}{\partial \alpha}\right), \tag{6.94}$$

где все четыре коэффициента диффузии могут быть выражены через флюктуации электрического поля. В общем случае, когда учитывается зависимость от β, связь между этими коэффициентами имеет более сложный вид, чем в уравнении (6.92).

Для неэкваториальных частиц в дипольном поле

$$\frac{\partial}{\partial \alpha} = \left[\frac{1}{\left(\frac{\partial \alpha}{\partial r}\right)}\right]\frac{\partial}{\partial r} = \left[\frac{1}{-\frac{M}{r^2}}\right]\frac{\partial}{\partial r}. \tag{6.95}$$

Полное число частиц, заключенных в силовой трубке между точками зеркального отражения

$$m = \int_{s_1}^{s_2} n\, ds \tag{6.96}$$

связано с Q соотношением

$$m\, d\varphi\, dr\, d\mathcal{J}\, d\mu = Q\, d\alpha\, d\beta\, d\mathcal{J}\, d\mu. \tag{6.97}$$

Используя три последних выражения, получаем

$$m = Q\left|\frac{d\alpha}{dr}\right|. \tag{6.98}$$

Подставляя (6.98) в уравнение (6.93), имеем

$$\frac{\partial m}{\partial r} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{\langle(\Delta r)^2\rangle}{r^2}\right]\frac{\partial}{\partial r}(mr^2). \qquad (6.99)$$

Это соотношение аналогично уравнению диффузии для экваториальных частиц с $\mathcal{J} = 0$, но $\langle(\Delta r)^2\rangle$ может быть в данном случае совершенно другим. Здесь мы имеем дело со всеми частицами, колеблющимися между зеркальными точками, тогда как ранее рассматривались лишь экваториальные частицы. Используя следующие соотношения:

$$mr^2 \sim Q \sim f \sim j/E; \qquad (6.100)$$

$$E \sim B_0/\sin^2\theta_0 = M/r^3\sin^2\theta_0, \qquad (6.101)$$

получаем

$$m \sim jr\sin^2\theta_0. \qquad (6.102)$$

Сравнение теории Накады — Мида [13] с результатами, полученными Дэвисом и др. [2], дает очень хорошее согласие. Попытаемся также сравнить модель L-диффузии с другими экспериментальными данными. При этом мы будем рассматривать частицы с всевозможными питч-углами, а не только экваториальные.

Очень хорошее согласие с результатами Дэвиса (рис. 6.11) дает выражение

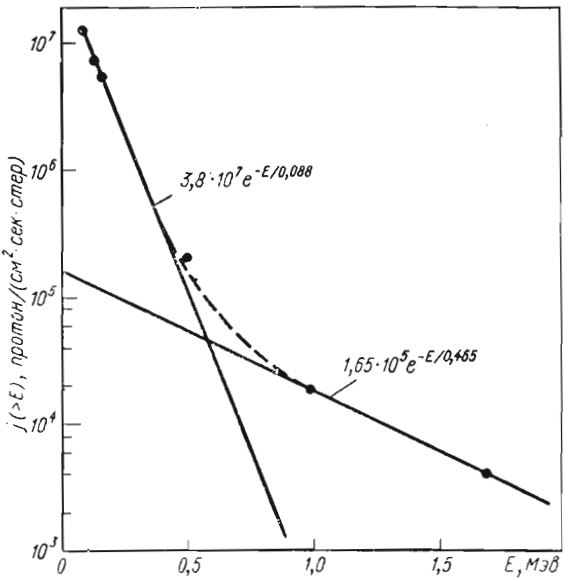


Рис. 6.11. Спектр протонов в экваториальной плоскости при $L = 5$, полученный Дэвисом и др. Энергетический спектр описывается двумя экспонентами, $\alpha_0 = 85$—$90°$.

$$j(L=5, >E, \alpha_0 = 90°) = 3{,}8\cdot10^7\, e^{-E/0{,}088} + 1{,}8\cdot10^5\, e^{-E/0{,}465} = j_1 + j_2. \qquad (6.103)$$

Его можно преобразовать к $L = 2{,}4$ и сравнить со спектром, полученным Филлиусом и Мак-Илвейном [18, 19]. Из уравнения (6.9) имеем

$$E_0(L_2) = \left(\frac{L_1}{L_2}\right)^3 E_0(L_1), \qquad (6.104)$$

а из уравнений (6.19) и (6.20) совместно с выражением

$$j(E) = \frac{d}{dE}[j(>E)] = \frac{1}{E_0}\, i(>E), \qquad (6.105)$$

получаем соотношение для преобразования потока

$$j(L_2, >E) = j(L_2, >0)\, e^{-E/E_0(L_2)} = \left(\frac{L_1}{L_2}\right)^6 C j(L_1, >0)\, e^{-E/E_0(L_2)}, \qquad (6.106)$$

где коэффициент C характеризует изменение функции распределения в зависимости от L. Этот коэффициент можно получить из графика (см. рис. 6.6), используя выражение

$$C = f(L)/f(L=5). \qquad (6.107)$$

Чтобы сравнить данные Дэвиса с результатами Мак-Илвейна и Филлиуса [18, 19], можно с помощью уравнений (6.106) и (6.107) преобразовать спектр, полученный Дэвисом (см. рис. 6.11), и найти $j(L = 2{,}4, >E, \alpha_0 = 90°)$.

Из рис. 6.12 видно, что полученный в результате такого преобразования поток частиц на $L = 2{,}4$ достаточно хорошо согласуется с экспериментом. Ниже 5 *Мэв* экспериментально измеренные потоки меньше значений, полученных после преобразования. Это хорошо объясняется потерями в результате перезарядки и торможения. Выше 20 *Мэв* экспериментальные значения потоков больше значений, полученных в результате экстраполяции преобразованных данных. Однако в этом случае сравнение проводить нельзя. По-видимому, чтобы правильно описать протонный поток, к уравнению (6.103) необходимо добавить высокоэнергичную компоненту

$$j_3\,(L = 2{,}4, > E, \alpha_0 = 90°) = \\ = 1{,}7 \cdot 10^3\, e^{-E/24{,}2}. \quad (6.108)$$

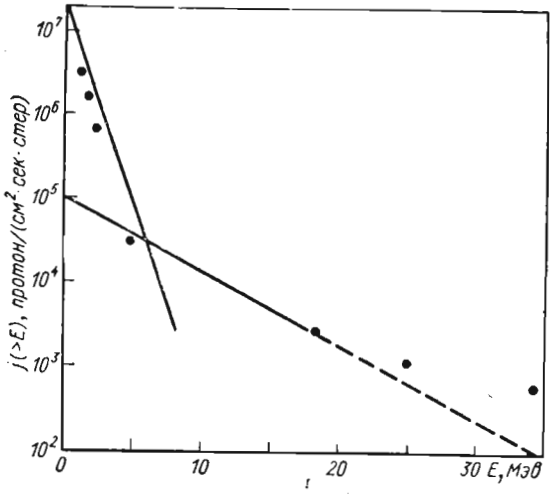


Рис. 6.12. Сравнение энергетического спектра протонов, полученного Филлиусом и Мак-Илвейном [18] при $L = 2{,}4$, с результатами, полученными после преобразования данных (сплошная кривая), показанных на рис. 6.11, в предположении радиального дрейфа.

Используя уравнение (6.103) и (6.108) и данные, полученные Дэвисом для $j(L = 5, > 0, \alpha)$ и $E_0(L = 5, \alpha)$, и преобразуя уравнения (6.104) и (6.106), получим протонные потоки $j(E > 1{,}1)$ и $j(E > 18{,}2)$. Эти значения можно сравнить с результатами экспериментов (рис. 6.13).

Второй максимум на кривой радиального распределения энергичных протонов (рис. 6.14), полученной Мак-Илвейном [20, 21], отчетливо воспроизводится при преобразовании значений потоков. Отметим, что мы использовали спектр при $L = 2{,}4$ (см. рис. 6.11), чтобы показать необходимость третьего экспоненциального множителя в уравнении (6.108). Этот экспоненциальный множитель и позволяет получить согласие с экспериментом. Без учета этого множителя мы имели бы приблизительно в пять раз меньший поток с еще более узким угловым распределением. Получается приблизительно правильное значение потока, и его угловое распределение оказывается таким же узким, как и в эксперименте. Это наводит на мысль, что протоны второго максимума распределения Мак-Илвейна продиффундировали из магнитопаузы. Вполне вероятно, что если не все, то бóльшая часть протонов внешнего пояса с $E > 100$ *кэв* продиффундировали из магнитопаузы. Что касается частиц, находящихся не в экваториальной плоскости, то сделать такое заключение несколько сложнее.

На рис. 6.13 показаны зависимости интенсивности потока $j_\perp$ от B для нескольких L-оболочек и для двух интервалов энергий. Данные, полученные Филлиусом [18] на спутнике «Рэлей-1», показаны в виде сплошных кривых и точек. Результаты Дэвиса и др. [2] для $L = 3$, преобразованные Хессом [22] в соответствии с уравнениями (6.9), (6.11) и (6.106), даются в виде пунктирных и штрих-пунктирных кривых. Эти кривые построены с учетом того, какой из членов в уравнениях (6.103) и (6.108) является определяющим. В случае j_1 получаем зависимость, изображенную на рис. 6.13 штрих-пунктирной кривой, в случае j_2 — пунктирной, и в случае j_3 — штриховой.

Данные, соответствующие измерениям, выполненным вблизи экватора и $L = 5$, после преобразования к $L = 2{,}4$ достаточно хорошо согласуются с результатами наблюдений (см. рис. 6.11), особенно для низкоэнергичных протонов, для которых $1{,}1 < E < 14$ *Мэв*. Даже вдали от экватора эти низкоэнергичные протоны (см. рис. 6.13, *а*), по-видимому, появляются в результате ра-

диальной диффузии. Однако для протонов, для которых $18{,}2 < E < 25$ *Мэв* (см. рис. 6.13, *б*), при $B/B_0 \to 2$ наблюдаются существенные различия. Значения потоков, полученные в результате преобразования, оказываются здесь меньше измеренных потоков. Большая часть частиц в силовой трубке находится в области, в которой $B/B_0 < 2$, так что расхождение наблюдается лишь для небольшого числа частиц. Возможно, что изменение питч-углов в результате рассеяния приводит к достаточно быстрому переносу высокоэнергичных частиц из экваториальной области и объясняет тем самым наблюдаемые при боль-

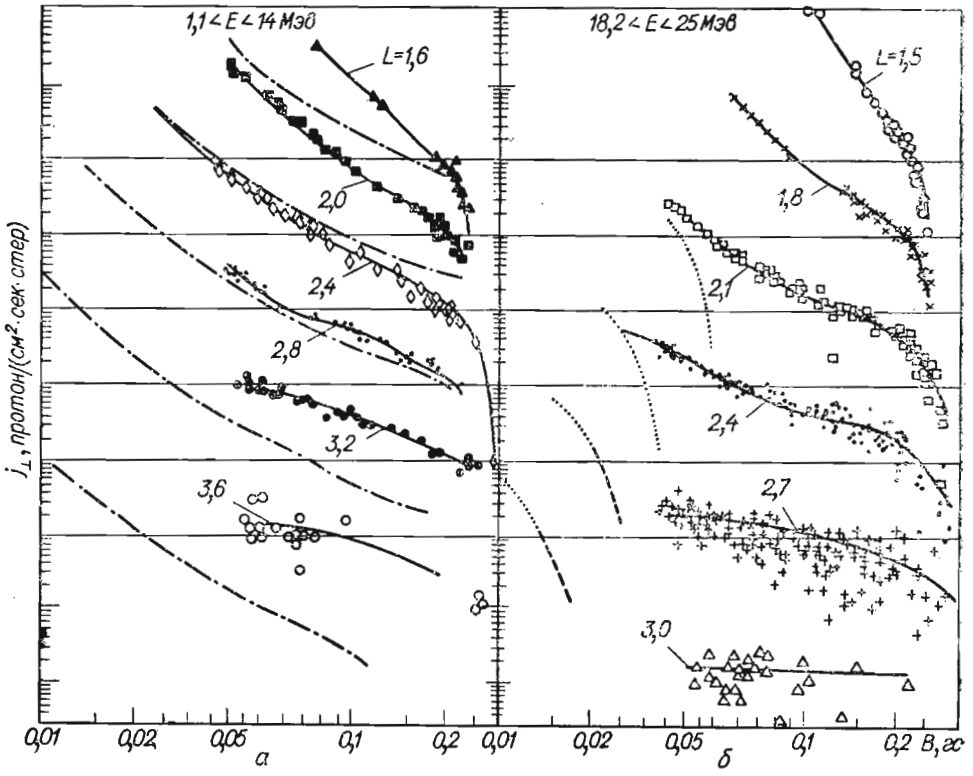


Рис. 6.13. Сравнение результатов, полученных на спутнике «Рэлей-1», для потока частиц, перпендикулярного магнитному полю B, с данными, соответствующими измерениям Дэвиса и др., выполненным на $L = 5$, после преобразования к другим L-оболочкам. Для каждого значения L характеристическая прямая соответствует потоку 10^4 *протон/(см^2 · сек·стер)* (*а*) и 10^2 *протон/(см^2·сек·стер)* (*б*).

ших B высокие значения протонных потоков. Изменение питч-углов не может происходить очень быстро, в противном случае угловое распределение протонов не было бы таким узким (см. рис. 6.2). Распределение протонных потоков в неэкваториальной области, возможно, связано с диффузией протонов, образовавшихся при распаде нейтронов альбедо космических лучей, наружу из внутреннего пояса (см. рис. 6.13, *б*).

Экспериментально наблюдаемые узкие угловые распределения протонов (см. рис. 6.2), по-видимому, можно объяснить с помощью квазизахваченных частиц. Рёдерер [23] рассчитал, что в некоторых областях магнитосферы одни и те же частицы не могут находиться постоянно (см. гл. 7), поскольку их дрейфовые орбиты оказываются незамкнутыми. При $R = 7R_E$ захваченные частицы могут испытывать зеркальное отражение только до $\lambda_m \approx 30°$. В этом случае угловое распределение является достаточно узким и должно таким и оставаться, если процесс качественно описывается уравнением (6.13).

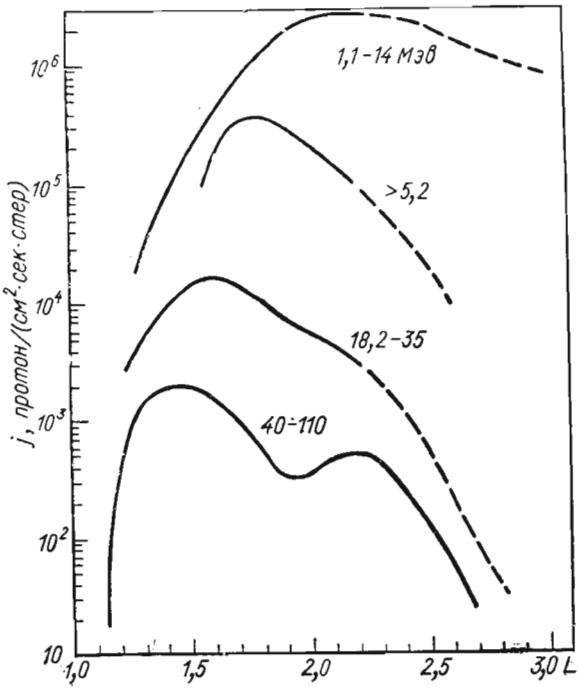


Рис. 6.14. Пространственное распределение протонов различных энергий вдоль экватора [17].

Временные вариации. Для протонов внешнего пояса характерным свойством является устойчивость их потоков во времени. Контуры интенсивности протонных потоков, полученные Дэвисом на «Эксплорере-14», можно полностью совместить с контурами, полученными на «Эксплорере-12». Однако у протонов внешнего пояса наблюдаются и временные вариации.

Мак-Илвейн [20, 21] с помощью детекторов, установленных на спутник «Рэлей-1», 23 сентября 1963 г. наблюдал значительные вариации потока протонов с энергией $E_p > 34$ *Мэв* (рис. 6.15). В этот день было зарегистрировано самое сильное, начиная с октября 1961 г., магнитное возмущение. Ниже $L = 2{,}1$ существенных вариаций протонного потока не наблюдалось. На $L = 2{,}5$ интенсивность потока уменьшилась в 10 раз. Значительно уменьшились и потоки протонов с энергией $18 < E_p < 35$ *Мэв*. Интенсивность же потока протонов с $E > 5$ *Мэв* заметно не изменилась. Наблюдаемые вариации потока, по-видимому, можно объяснить нарушением третьего инварианта. Весьма вероятно, однако, что и другие инварианты могли при этом не сохраняться.

Магнитная буря, наблюдавшаяся 17—20 апреля 1965 г., также вызвала вариации потоков высокоэнергичных захваченных протонов. Мак-Илвейн [24]

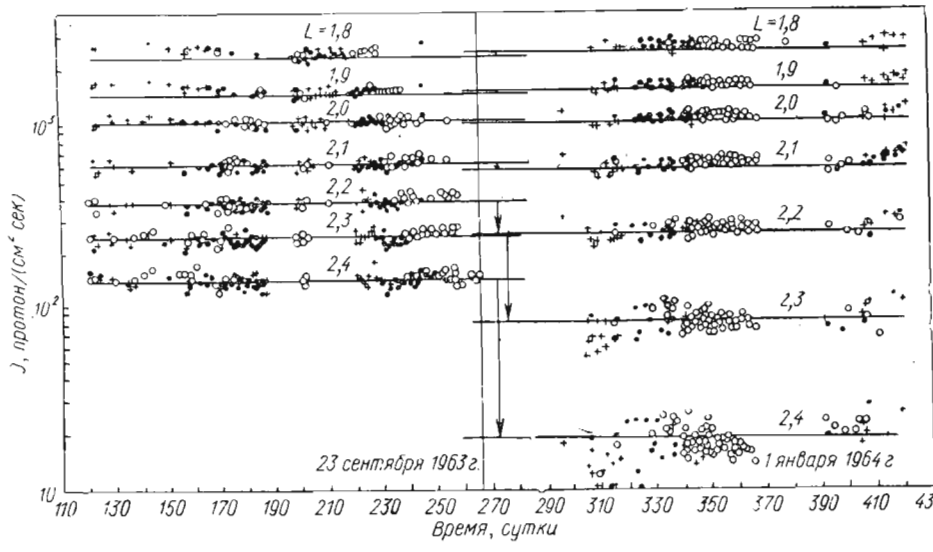


Рис. 6.15. Неадиабатические вариации потоков протонов с $E > 34$ *Мэв* на различных L-оболочках, наблюдавшиеся во время магнитной бури 23 сентября 1963 г.: ○○○ — $0{,}06 < B < 0{,}1$ *гс*; ●●● — $0{,}1 < B < 0{,}14$ *гс*; +++ — $0{,}14 < B < 0{,}18$ *гс*. Все значения потоков приведены к $B = 0{,}12$ *гс*.

обнаружил, что поведение протонов с энергией $40 < E < 110$ *Мэв* оказалось адиабатическим вплоть до $L \approx 2{,}2$. Протонный поток в этой области уменьшился так, как если бы произошло адиабатическое торможение в магнитном поле кольцевого тока. Когда магнитная буря спала, протонный поток стал прежним (рис. 6.16).

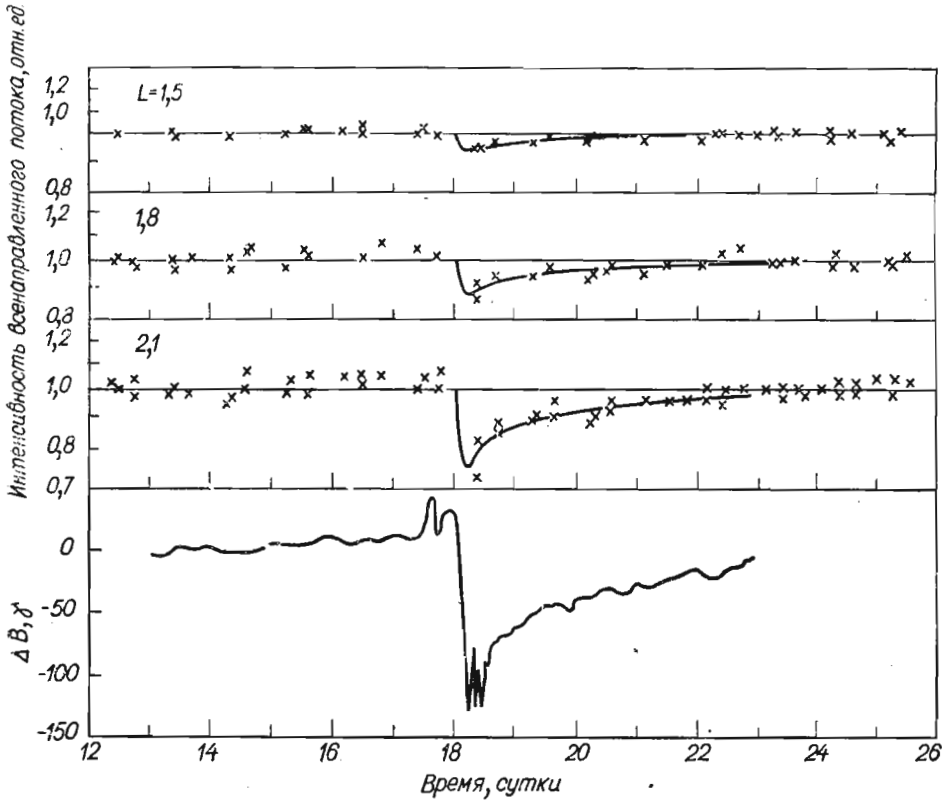


Рис. 6.16. Адиабатические изменения потоков протонов в интервале энергий $40 \leqslant E \leqslant 100$ *Мэв* на различных L-оболочках, наблюдавшиеся во время магнитной бури 18 апреля 1964 г.

Полагая поведение протонов во время бури адиабатическим, т. е. μ, $\mathcal{J}$ и Φ сохраняющимися, можно определить временные вариации протонного потока. Магнитный поток Φ для частицы, находящейся в дипольном поле на расстоянии R_1, равен

$$\Phi_1(R_1) = \int_{R_1}^{\infty} B 2\pi R\, dR = \int_{R_1}^{\infty} \frac{M}{R^3} 2\pi R\, dR = 2\pi M/R_1. \qquad (6.109)$$

Считая что во время главной фазы бури магнитное поле одинаково уменьшается во всей интересующей нас области ($-K$), можно найти магнитный поток:

$$\Phi_2(R_2) = \int_{R_2}^{\infty} (M/R^3 - K)\, 2\pi R\, dR = 2\pi M/R_2 - \pi K R_2^2. \qquad (6.110)$$

Поскольку Φ сохраняется,

$$2\pi M/R_1 = 2\pi M/R_2 - \pi K R_2^2. \qquad (6.111)$$

Считая, что $B = M/R^3$, и делая разложение по $(K/B) \ll 1$, получаем

$$B_1 = B_2 + 2{,}5K. \tag{6.112}$$

В области, где производится наблюдение, поле во время бури изменилось от B_3 до B_2, так что

$$B_2 = B_3 - K. \tag{6.113}$$

Отношение интенсивностей протонных потоков с энергией E_2 с учетом и без учета кольцевого гока определяется выражением

$$r = \frac{j_2(B_2, E_2)}{j_1(B_3, E_2)}. \tag{6.114}$$

Используя уравнение (6.19), получаем

$$r = \frac{E_2}{E_1} \cdot \frac{j_1(B_1, E_1)}{j_1(B_3, E_2)}. \tag{6.115}$$

Считая, что $j(E) = KB^a E^{-n}$, и используя уравнение (6.3), находим

$$r = \left(\frac{B_1}{B_2}\right)^{-n-1} \cdot \left(\frac{B_1}{B_3}\right)^{a}. \tag{6.116}$$

Определим величину a из рис. 6.16, а значения n возьмем у Фредена и др. [25]:

$$n = 4{,}5 \quad (L = 2{,}1);$$
$$n = 4{,}5 \quad (L = 1{,}8);$$
$$n = 3 \quad (L = 1{,}5).$$

Считая $K = 0{,}7\Delta B$ (ΔB см. рис. 6.16), чтобы учесть увеличение поля кольцевого тока на поверхности Земли вследствие ее проводимости, Мак-Илвейн построил кривые, изображенные на рис. 6.16. Эти кривые характеризуют временные вариации потоков протонов с энергией 40—110 *Мэв* в предположении их адиабатичности и согласуются с наблюдаемыми вариациями.

Мак-Илвейн обнаружил также, что форма второго максимума на кривой функции распределения протонов (см. рис. 6.14) за период времени с 1963 по 1965 г. изменилась. Максимум стал более пологим и, по-видимому, сместился. Чиф [26] предположил, что такое изменение, по всей вероятности, происходит в результате радиальной диффузии, связанной с нарушением адиабатической инвариантности в соответствии с приведенными выше рассуждениями.

***L*-диффузия α-частиц**. Механизм, объясняющий природу протонов внешнего пояса, справедлив также для α-частиц и электронов. Критерий применимости дрейфового приближения состоит в том, что время нарастания (или спадания) магнитного возмущения должно лежать в пределах $\tau_B < \tau < \tau_D$. Если этот критерий выполняется, возмущение магнитного поля вызовет диффузию частиц. Время дрейфа τ_D, определяемое уравнением (2.39), существенно зависит от энергии частицы, но не зависит от ее массы. Поэтому протоны, электроны и α-частицы одинаковой энергии будут диффундировать вместе.

Рассмотрим в качестве примера диффузию α-частиц. Недавно было сделано сообщение о том, что во внешней зоне обнаружены α-частицы низких энергий [27]. По всей вероятности, они, как и протоны, продиффундировали из магнитопаузы. Если скорости α-частиц такие же, как у протонов, что и подтверждается измерениями (см. рис. 3.10), то дрейфовый период α-частиц составляет четверть периода протонов. Это означает, что меньшее число магнитных возмущений имеет достаточные величины τ, чтобы вызвать диффузию, и поэтому скорость диффузии α-частиц будет ниже. Однако даже в этом случае, если мы ограничим-

ся областью в L-пространстве, где потери несущественны, энергетический спектр α-частиц связан со спектром протонов. Это нетрудно видеть из стационарного уравнения Фоккера—Планка (6.49). Сравнивая протоны и α-частицы, получаем для ансамбля бурь

$$\frac{\langle \Delta r_\alpha \rangle}{\langle \Delta r_p \rangle} = \frac{\langle (\Delta r_\alpha)^2 \rangle}{\langle (\Delta r_p)^2 \rangle} = \varepsilon. \tag{6.117}$$

Энергетический спектр определяется уравнением (6.68):

$$N(r, E_\alpha) = \left(\frac{r}{r_1}\right)^{-(a-1)} \left[\frac{r^{g-1} - r_0^{g-1}}{r_1^{g-1} - r_0^{g-1}}\right] N_1\left(r_1 \frac{E_\alpha r^3}{r_1^3}\right). \tag{6.118}$$

Если предположить, что свойства источника таковы, что число α-частиц, имеющих скорость v, составляет постоянную долю f от числа протонов с той же скоростью, то

$$N_\alpha(v) = f N_p(v), \tag{6.119}$$

или

$$N_\alpha(4E) = f N_p(E). \tag{6.120}$$

Соотношение, связывающее энергетические спектры протонов и α-частиц, имеет вид

$$\frac{N_\alpha(r, 4E)}{N_p(r, E)} = \frac{N_{1\alpha}\left(\frac{4Er^3}{r_1^3}\right)}{N_{1p}\left(\frac{Er^3}{r_1^3}\right)} = f. \tag{6.121}$$

Если представить оба спектра в экспоненциальном виде, то получим

$$N_\alpha(r, E) = k(r)\, e^{-E/E_0}. \tag{6.122}$$

В каждой точке

$$\frac{k_\alpha(r)}{k_p(r)} = f \sim 0{,}05 \tag{6.123}$$

и

$$E_{0\alpha} = 4E_{0p}. \tag{6.124}$$

Если бы у протонов и α-частиц был одинаковый спектр по энергиям, а не по скоростям, как в случае солнечного ветра, то

$$\frac{N_\alpha(r, E)}{N_p(r, E)} = f \tag{6.125}$$

и

$$E_{0\alpha} = E_{0p}. \tag{6.126}$$

ЭЛЕКТРОНЫ

Как отмечалось, распределение протонов во внешнем радиационном поясе отличается устойчивостью. Электронам же внешнего пояса свойственны значительные временны́е вариации. В течение нескольких часов электронные потоки могут меняться на порядки величины. Франк и др. [28] изучали электроны с помощью спутника «Эксплорер-14». Они обнаружили, что типичные значения интенсивности электронных потоков в центральной области внешнего радиационного пояса ($L \sim 4{,}0$ вблизи экватора) составляют:

$$J_0(E_e > 40\ кэв) = 3 \cdot 10^7\ (см^2 \cdot сек)^{-1};$$
$$J_0(E_e > 230\ кэв) = 3 \cdot 10^6\ (см^2 \cdot сек)^{-1};$$
$$J_0(E_e > 1{,}6\ Мэв) = 3 \cdot 10^5\ (см^2 \cdot сек)^{-1}.$$

Кроме того, вариации интенсивности электронных потоков в течение пяти месяцев (октябрь 1962 г. — февраль 1963 г.) составляли два порядка для электронов с энергией $E_e > 40$ *кэв*, порядок для электронов с $E_e > 230$ *кэв* и два порядка для электронов с $E_e > 1{,}6$ *Мэв*. Никаких закономерностей в этих вариациях не наблюдалось.

При переходе от $L = 2{,}8$ к $L = 4{,}8$ временные вариации электронных потоков заметно возрастали.

Энергетические спектры электронов. Михайлов и Уайт [29] на спутнике 1964-45А с помощью 10-канального направленного спектрометра измерили дифференциальные энергетические спектры электронов. Спутник был запущен в августе 1964 г. на околополярную орбиту с апогеем 3765 *км* и перигеем 270 *км*. На рис. 6.17 показаны типичные результаты измерений в спокойный период.

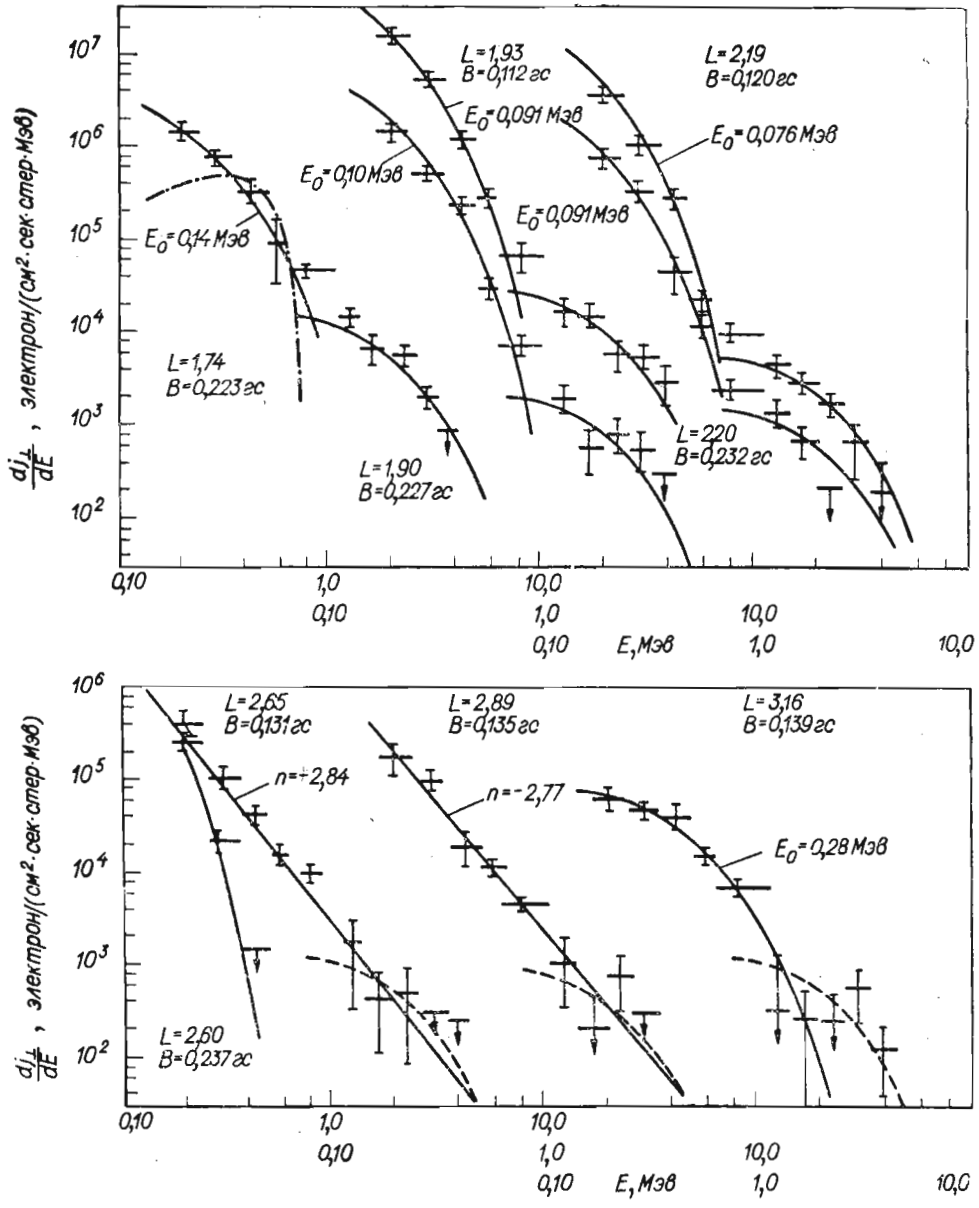
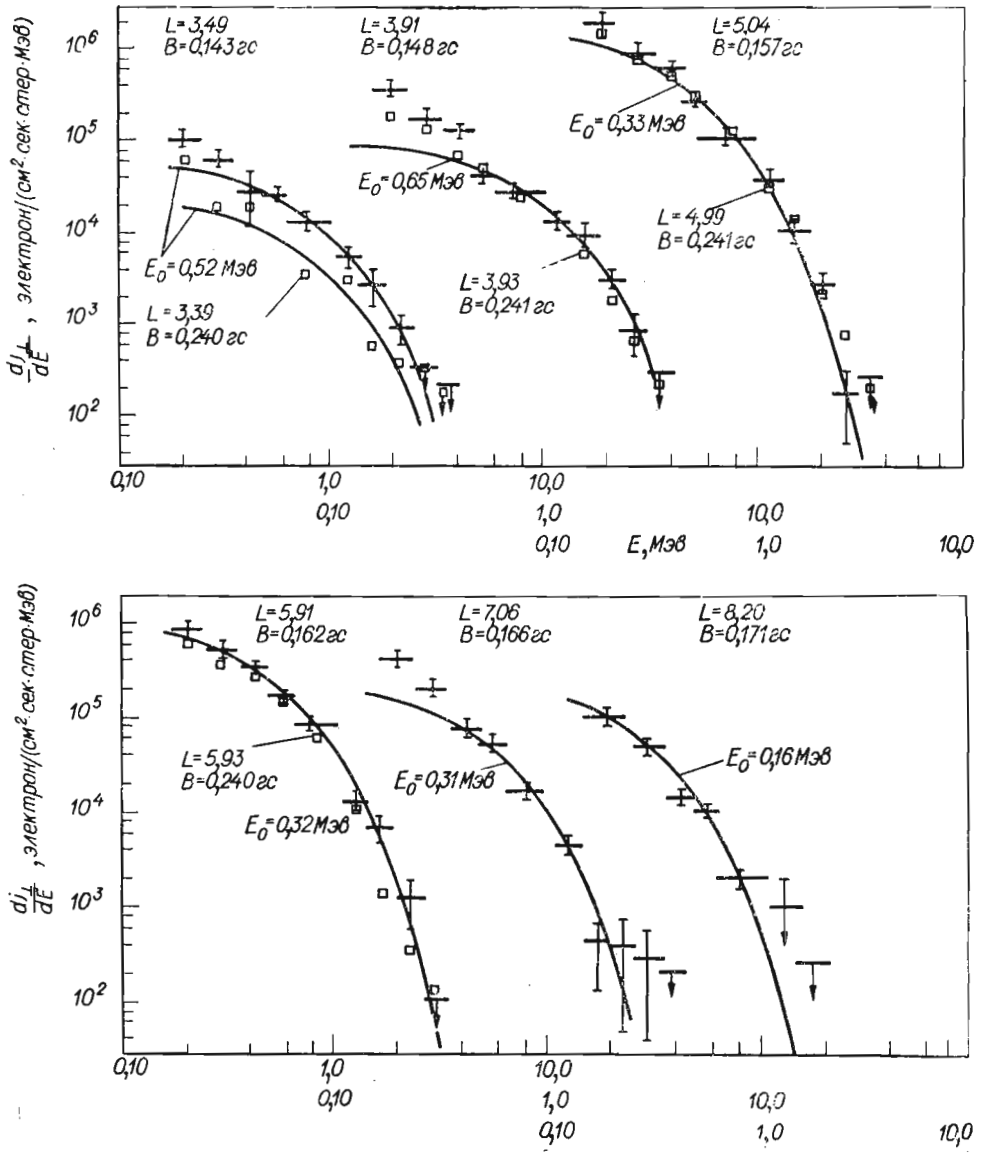


Рис. 6.17. Характерные дифференциальные энергетические

— · — · — нейтронный спектр β-распада;

Спектры, измеренные во внутреннем поясе ($L < 1{,}7$), достаточно хорошо согласуются с расчетами [30], выполненными для электронов, образовавшихся в результате высотного ядерного взрыва «Морская звезда», с учетом кулоновского рассеяния в атмосфере. Там, возможно, существуют и низкоэнергичные электроны с $E_e < 0{,}3$ *Мэв* другого происхождения. В области $1{,}7 < L < 2{,}2$, где потоки высокоэнергичных электронов уменьшаются, наблюдались низкоэнергичные электроны с энергией вплоть до 0,8 *Мэв*. Энергетический спектр этих электронов в диапазоне энергий $0{,}07 < E_0 < 0{,}2$ *Мэв* имел экспоненциальный характер. Этот спектр напоминает до некоторой степени спектр, ожидаемый при распаде нейтронов альбедо космических лучей [31] (возможно с дополнительным источником низкоэнергичных электронов с $E < 0{,}3$ *Мэв*). Интенсивность потока этих электронов совпадает с ожидае-



спектры электронов, полученные на различных L-оболочках:
— — — — —спектр деления.

мым значением [32, 33]. Михайлов и Уайт придерживаются мнения, что источником этих электронов является распад нейтронов альбедо космических лучей. При $L > 2$ низкоэнергичные электроны постепенно исчезают, и нейтронный источник становится несущественным.

Во внешнем радиационном поясе у электронов с $0{,}2 < E_0 < 0{,}6$ *Мэв* наблюдался экспоненциальный энергетический спектр. С увеличением L спектр становился мягче. При меньших L максимум спектра электронов смещается в сторону больших энергий. Эти два обстоятельства указывают на то, что диффузия, вызванная нарушением третьего адиабатического инварианта, может быть основным источником электронов в спокойный период. Однако зависимость E от L такова, что и первые два инварианта μ и $\mathcal{J}$, по-видимому, не сохраняются. Это не удивительно, поскольку во внешнем радиационном поясе имеет место высыпание электронов (но не протонов), т. е. диффузия по питч-углам оказывается существенной лишь для электронов. Эта диффузия приводит к нарушению μ и, возможно, объясняет, почему энергия электронов не изменяется так быстро, как она должна была бы изменяться, если бы μ и $\mathcal{J}$ сохранялись.

Пизелла и др. [34] с помощью сцинтиллятора, установленного на «Эксплорере-14», измерили во внешнем поясе в области $2 < L < 10$ потоки электронов с энергиями $5 < E_e < 160$ *кэв*. В результате двухнедельных наблюдений были получены следующие данные:

$\overline{E}$, *кэв*	Максимальный поток J, *электрон/(см²·сек)*	Расстояние L, на котором наблюдается максимальный поток, R_E
50	$8 \cdot 10^8$	~5
10	$1{,}6 \cdot 10^9$	⩾8

В течение этого времени интенсивности потоков изменялись на порядок величины. Используя три поглотителя различной толщины, Пизелла и др. получили грубый спектр электронов. Они описывали его экспонентой и нашли, что постоянная E_0 в экспоненциальном выражении уменьшается с ростом L, что также говорит в пользу радиальной диффузии. Найденные средние значения приведены ниже:

L	$\overline{E}_0$, *кэв*	$\overline{E}_0 L^3$, 10^2	L	$\overline{E}_0$, *кэв*	$\overline{E}_0 L^3$, 10^2
2	250	20	5	55	69
3	150	41	6	40	86
4	80	51	7	30	103

Поскольку $E_0 L^3$ не остается постоянным при изменении L, μ и $\mathcal{J}$ в процессе диффузии, по-видимому, не сохраняются.

Радиальная диффузия электронов. Франк и др. [28] на спутнике «Эксплорер-14» наблюдали иногда вариации электронов с $E_e > 1{,}6$ *Мэв*, что свидетельствует об их радиальной диффузии. После периода геомагнитной активности в декабре 1962 г. наблюдалась движущаяся по направлению к Земле волна электронов (рис. 6.18). Перед этим магнитный индекс ΣK_p был высоким: $\Sigma K_p \geqslant 30$ с 17 по 20 декабря, а во время радиального движения электронной волны он был мал: $\Sigma K_p \leqslant 15$ с 23 декабря по 8 января (за исключением двух дней, когда $\Sigma K_p = 23$ и 18). Радиальное движение, очевидно, имеет место и в спокойный период, а электронный импульс, по-видимому, возникал во время магнитного возмущения.

Несколько таких диффузионных волн наблюдалось на «Эксплорере-14». Анализируя одну из них, Франк [35] обнаружил, что скорость радиальной

диффузии (определяемая как скорость движения полуширины минимума в логарифмическом масштабе) составляла $0{,}4R_E$ в день при $L = 4{,}7$ и $0{,}03\ R_E$ в день при $L = 3{,}4$. Зависимость радиальной скорости от L показана на рис. 6.19. Она очень хорошо описывается выражением

$$v_r = 1{,}6 \cdot 10^{-6} L^8. \qquad (6.127)$$

Франк обнаружил, что скорости радиальной диффузии для двух различных диффузионных волн совпадают. Это указывает на то, что процесс, приводящий к диффузии, обычно один и тот же.

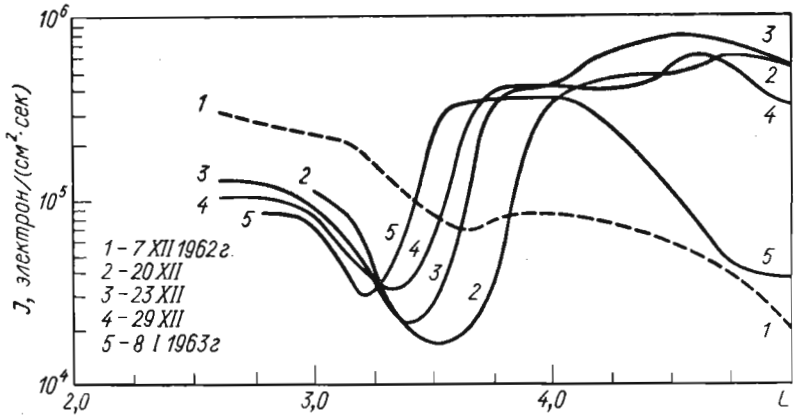


Рис. 6.18. Радиальное распределение электронов с $E_e = 1{,}6$ *Мэв* во внешнем радиационном поясе после магнитной бури.

Большинство характерных особенностей этого процесса объясняется L-диффузией, связанной с нарушением третьего адиабатического инварианта. Мы уже рассматривали ее для протонов, однако она не очень сильно зависит от массы частиц. Время дрейфа τ_D характеризует процесс диффузии.

Из рис. 2.6 следует, что в первом приближении это время одинаково для протонов и электронов одной энергии. Если процесс, приводящий к нарушению третьего адиабатического инварианта, ответствен за наблюдаемую диффузию, то можно ожидать, что $v_r \sim L^8$ [согласно уравнению (6.70)]. Кроме того, диффузия будет иметь место и в спокойный период. И то и другое отвечает действительности.

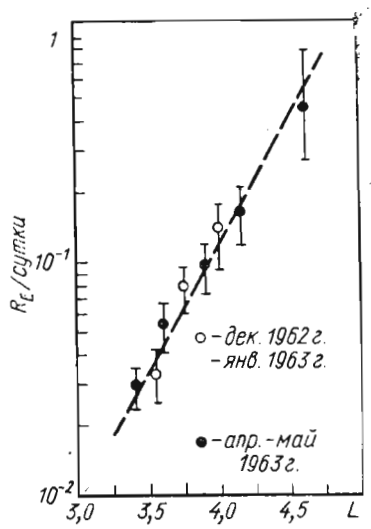


Рис. 6.19. Зависимость скорости радиальной диффузии электронов ($E > 1{,}6$ *Мэв*) во внешнем радиационном поясе от L [35].

Геосинхротрон. Из результатов нескольких последних измерений следует, что в радиационном поясе имеет место синхронное ускорение частиц. Впервые сообщение об этом было сделано Имхофом и Смитом [36]. На $L = 1{,}15$ несколько ниже той области, где обычно наблюдаются большие электронные потоки, они обнаружили 29 октября 1963 г. группу почти монохроматических электронов с $E = 1{,}35$ *Мэв* (рис. 6.20). За несколько дней это образование распалось. Расчеты показали, что электроны, как следовало ожидать, рассеялись в нейтральной атмосфере. Очевидно, имелся какой-то кратковременный источник электронов. 2 ноября 1963 г. Имхоф и Смит наблюдали аналогичное явление. При этом на низких высотах появилась группа электронов с энергией 0,75 *Мэв*, которая затем в течение нескольких дней распалась.

Кладис [37], Имхоф и др. [38], анализируя возможные источники этих электронов, пришли к заключению, что такие электронные образования возникают в результате резонансного ускорения. Процесс, который они рассматривали, представляет собой обычное резонансное ускорение в переменном магнитном поле. Если бы в результате некоторого процесса произошло ускорение определенной части частиц с сохранением при этом адиабатических инвариантов μ и $\mathcal{J}$, эти частицы двигались бы в сторону меньших значений L. По-видимому, наиболее существенной особенностью такого процесса является не ускорение,

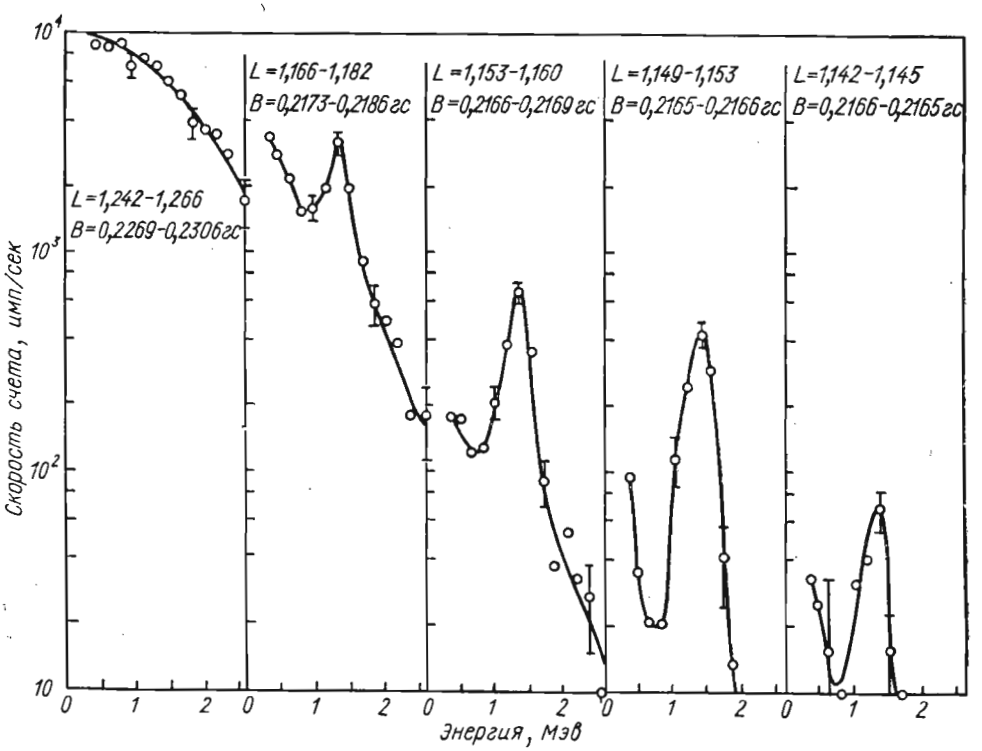


Рис. 6.20. Энергетический спектр электронов вблизи внутренней границы радиационного пояса при различных значениях B и L.

а радиальное движение электронов. На $L = 1{,}2$ существуют большие потоки электронов с энергией $E_e \sim 1$ *Мэв*. Ускорение вызовет радиальное движение электронов. Дифференцируя (6.3), получаем:

$$\Delta E/E = \Delta B/B = -3\,\Delta L/L. \tag{6.128}$$

Кладис [37] предположил, что для объяснения происходящих эффектов электроны должны сместиться на $\Delta L = 0{,}013$ по направлению к Земле из области, где наблюдаются большие электронные потоки. Это соответствует ускорению электронов с энергией 1 *Мэв*

$$\Delta E = 3\,\frac{\Delta L}{L}\,E \sim 30 \text{ кэв}. \tag{6.129}$$

Каков же механизм этого ускорения? Изучая магнитограммы, Кладис показал, что почти в то же самое время, когда наблюдалась группа монохроматических электронов, на Земле было зарегистрировано колебание магнитного поля с амплитудой порядка 10γ (в Южной Америке оно достигало примерно 100γ) (рис. 6.21). Это возмущение, по-видимому, было связано с вариациями интенсивности солнечного ветра. Осцилляции, наблюдавшиеся 29 октября 1963 г., имели период около 35 *мин*, равный дрейфовому времени электронов с энергией

$E_e \sim 1{,}5$ *Мэв* на $L = 1{,}2$ и $\lambda_m = 25°$. 2 ноября 1963 г. период осцилляций составлял примерно 65 *мин*, что соответствует дрейфовому времени электронов с энергией $E \sim 0{,}7$ *Мэв*. Вероятнее всего, наблюдавшееся синхронное ускорение было вызвано флюктуациями магнитного поля. За время изменения поля частица приобретает энергию

$$\Delta E = \int \left(ev_D \mathscr{E} + \frac{\mu}{\gamma} \cdot \frac{\partial b}{\partial t} \right) dt, \tag{6.130}$$

где b — флюктуирующее магнитное поле, определяемое из уравнения (6.83); μ — релятивистский магнитный момент; $\mathscr{E}$ — индуцированное электрическое поле.

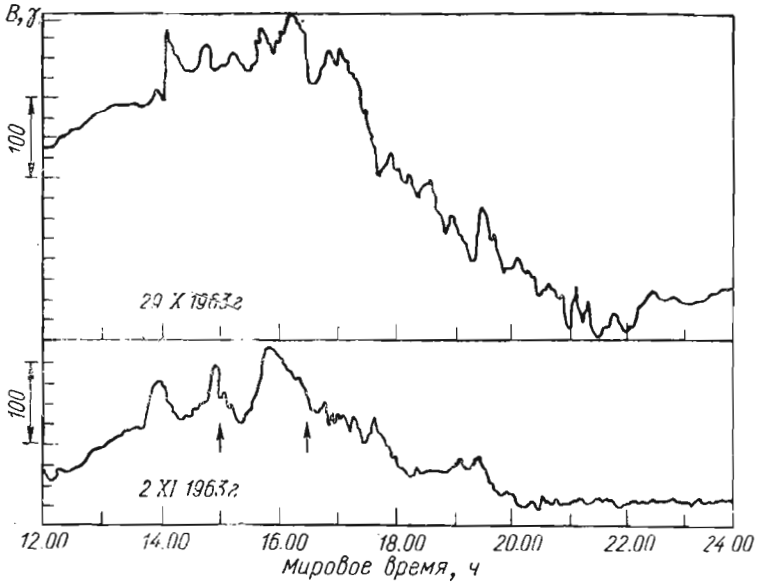


Рис. 6.21. Магнитограммы, полученные в Перу.

Фальтхаммер [15] получил выражение для индуцированного электрического поля:

$$\mathscr{E}_\varphi = \frac{r}{2} \cdot \frac{dS(t)}{dt} + \frac{8r^2}{2} \cdot \frac{dA(t)}{dt} \cos l. \tag{6.131}$$

Уравнение (6.130) можно записать в виде

$$\Delta E = \int \left(C_1 \frac{dS(t)}{dt} + C_2 \frac{dA(t)}{dt} \cos l \right) dt. \tag{6.132}$$

Предполагая флюктуации поля гармоническими, а $l = l_0 + \omega_D t$, находим, что за N оборотов частица приобретает энергию

$$\Delta E = \int_0^{N\tau_D} \left[C_1 S_0 \omega \cos \omega t + C_2 A_0 \omega \cos \omega t \cos \left(\omega_D t + l_0 \right) \right] dt. \tag{6.133}$$

Отсюда видно, что S_0 при усреднении обращается в нуль, а член с A_0 дает ненулевой вклад только в случае $\omega = \omega_D$. При этом энергия, приобретаемая электроном за один оборот, $\Delta E = C_2 A_0/2$. Следовательно, только асимметричная часть вариаций поля существенна для ускорения частиц.

Если выполняется резонансное условие, так что частица дрейфует вокруг Земли с периодом, равным периоду магнитного возмущения, то частицы с со-

ответствующей фазой ускоряются (частицы с другими фазами тормозятся). Этот процесс очень напоминает работу синхротрона [39]. В синхротроне частица ускоряется в каждом витке электрическим полем. Частица приобретает энергию, магнитное поле возрастает и частица остается на той же орбите. В геосинхротроне частицы резонансным образом ускоряются и переходят в область более сильного поля B, на более низкие L-оболочки. При этом μ и $\mathcal{J}$ остаются постоянными.

Кладис [37] рассчитал энергию, приобретаемую частицей в результате магнитного возмущения (см. рис. 6.17), для следующих двух случаев: 1) возмущение ΔB вызвано вариациями давления солнечного ветра; 2) возмущение ΔB вызвано вариациями интенсивности экваториальной электроструи.

В первом случае положение магнитопаузы изменяется со временем так, что ΔB определяется из модели Мида уравнением (6.22). Затем из уравнения (6.131) находится индуцированное электрическое поле. Энергия, приобретаемая частицей за один оборот, составляет $\Delta E \sim 0{,}1$ *кэв*. Эта энергия очень мала и в данном случае интереса не представляет. Во втором случае предполагается, что электроны взаимодействуют с переменными полями лишь тогда, когда они дрейфуют в районе Хаункайо в пределах 100° долготы. Возмущения, наблюдавшиеся в районе Хаункайо, были выше, чем в других местах. Кладис объясняет это большой ионосферной проводимостью данной области из-за сильного высыпания частиц в районе Южной магнитной аномалии, что приводит к большому экваториальному току в электроструе и вызывает вариации ΔB. Пользуясь этой моделью, Кладис нашел, что 2 ноября ΔE составляло ~ 5 *кэв*, а 29 октября $\Delta E \sim 25$ *кэв*. Полученное в результате этого смещение ΔL является вполне разумным, а энергетический спектр в смещенном максимуме хорошо согласуется, если учесть рассеяние в атмосфере, с измеренными спектрами.

Кладис считает, что такой процесс резонансного ускорения — обычное явление. Пай и Серабхай [40] часто во время бури наблюдали магнитные возмущения (см. рис. 6.21) с периодами в пределах от 40 до 50 *мин*.

Высыпание электронов. Очевидно, что, по крайней мере в спокойный период, радиальная диффузия имеет место как для протонов, так и для электронов. Однако совершенно ясно, что существуют и другие процессы, в которых участвуют только электроны. Например, наблюдались довольно устойчивые потоки высыпаемых в атмосферу электронов. Для протонов подобных явлений не наблюдалось. Процесс высыпания частиц ответствен за образование полярных сияний. Это было показано непосредственными измерениями на ракетах в 1958 г. Однако более или менее непрерывное высыпание частиц происходит и глубоко внутри магнитосферы.

Впервые высыпание частиц наблюдали В. И. Красовский и др. [41] на третьем советском искусственном спутнике. Они обнаружили, что плотность потока энергии высыпаемых частиц достигает 1 *эрг*/(*см*$^2 \cdot$ *сек*). Прямое доказательство высыпания электронов было получено О'Брианом [42] на спутнике «Инджун-1». Угловое распределение электронов, показанное на рис. 6.22, иногда узкое и симметричное (*а*); это указывает на то, что частицы являются захваченными. На других витках спутник обнаружил частицы с такими питч-углами, как если бы они двигались прямо в плотную атмосферу (*б*). Частиц, имеющих малые питч-углы и движущихся вверх, было меньше, чем частиц с теми же питч-углами, но движущихся вниз. Часть частиц, движущихся вверх, образовалась в результате рассеяния от атмосферы. Широкое и асимметричное распределение указывает на высыпание частиц, которое наблюдалось приблизительно на половине всех витков спутника. О'Брианом нашел средний поток J высыпающихся электронов: при $\lambda = 45° - 10^3$ *см*$^{-2} \cdot$ *сек*$^{-1}$, а при $\lambda = 65° - 10^5$ *см*$^{-2} \cdot$ *сек*$^{-1}$.

Используя эти данные, можно найти время высыпания всех электронов внешнего пояса. Из уравнения (6.132) имеем

$$M(\lambda)\, dA'\, dl' = j_0(\alpha_0)\, d\Omega \tau_B\, dA_0. \qquad (6.134)$$

Если взять силовую трубку сечением 1 $см^2$ у поверхности Земли, то сечение трубки у экватора будет

$$dA_0 = B_E/B_0 \sim L^3. \tag{6.135}$$

Период движения частицы между двумя зеркальными точками (2.25) приблизительно равен

$$\tau_B \sim 0{,}1\, L/\beta, \quad \beta = v/c. \tag{6.136}$$

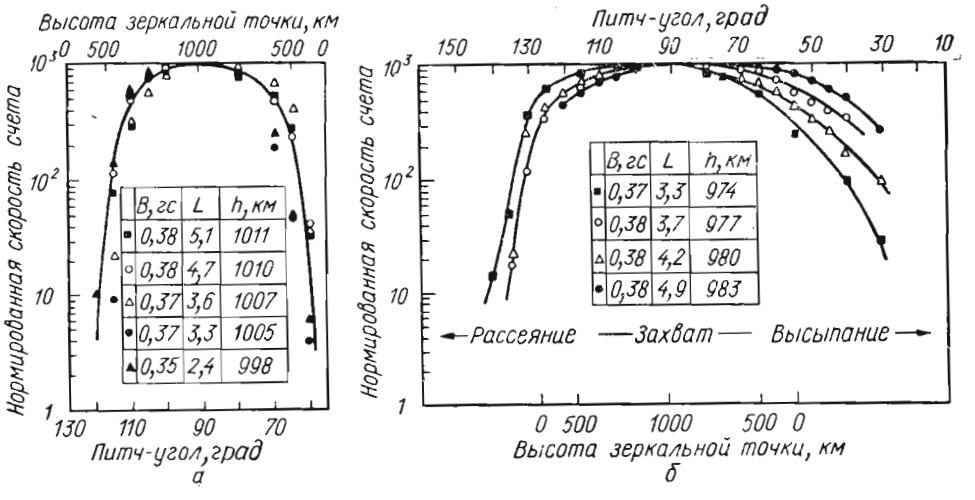


Рис. 6.22. Распределение электронов с энергией $E > 40$ *кэв* по питч-углам, полученное на высоте 1000 *км*.

Суммируя результат по всем α_0, или, что то же самое, по всем λ, получим полное число частиц в силовой трубке сечением 1 $см^2$ у поверхности Земли:

$$N = \int M(\lambda)\, dA'\, dl' = \tau_B\, dA_0 \int j_0(\alpha_0)\, d\Omega \sim J_0\, \tau_B\, dA_0. \tag{6.137}$$

Время, за которое произойдет полное высыпание частиц из силовой трубки, равно

$$\tau = N/D = 0{,}1\, L^4\, J_0/D, \tag{6.138}$$

где D — средний поток высыпаемых частиц. Значения, вычисленные О'Брие-ном, даны в табл. 6.1. Эти времена очень малы, и совершенно ясно, что захваченная радиация не может обеспечить высыпание частиц. В противном случае внешний пояс быстро бы «высох».

Таблица 6.1

Средние характеристики электронных потоков с $E > 45$ *кэв*

Широта Λ, *град*	Поток частиц в экваториальной плоскости, 10^6 $см^{-2} \cdot сек^{-1}$	Интенсивность потока частиц на высоте 1000 *км*, 10^4 $см^{-2} \cdot сек^{-1} \cdot стер^{-1}$		Время жизни, 10^4 *сек*
		захваченных частиц	высыпаемых частиц	
45—50	10	20	0,4	0,6
50—55	20	20	0,8	2
55—60	5	10	4	0,2
60—65	5	20	10	0,3
65—70	5	10	7	2
70—75	2	6	6	1

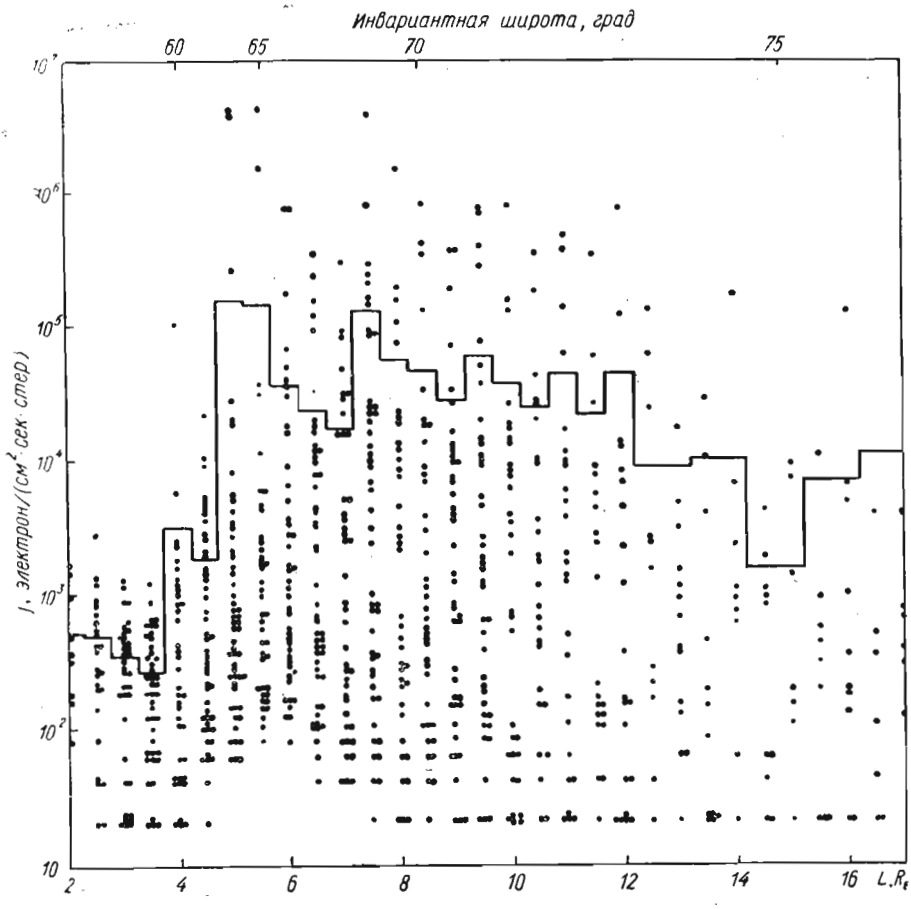


Рис. 6.23. Распределение потока высыпаемых в Северной Америке частиц с $E_e > 40$ *кэв* по высоте.

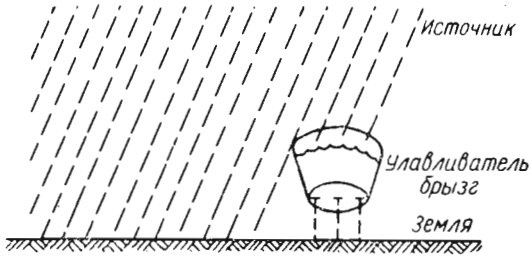


Рис. 6.24. Модель внешнего радиационного пояса.

С помощью ориентированного вдоль поля спутника «Инджун-3» О'Бриен [44] детально изучил высыпание электронов на высоте 1000 *км*.

Распределение потока высыпаемых частиц по высоте, измеренное на спутнике «Инджун-3» в январе 1963 г., показано на рис. 6.23. Как видно из рисунка, интенсивность потока очень сильно изменяется, однако в авроральной зоне высыпание наблюдается всегда. Изучив данные со спутника «Инджун-3», О'Бриен предположил, что высыпание происходит в основном во время процесса ускорения и что высыпаемые частицы являются «свежими». Он считает также, что внешний радиационный пояс надо рассматривать не как ведро, имеющее течь, содержимое которого иногда расплескивается, вызывая сияние, а скорее как ведро, задерживающее лишь немного брызг ускорительного механизма (рис. 6.24). Согласно этой модели один источник вызывает и высыпание электронов, и полярные сияния, и одновременно образование захваченной радиации. В этом случае при увеличении потока высыпаемых частиц поток захваченных частиц также возрастает.

Модель дырявого ведра	Модель улавливания брызг
Два механизма ускорения Образование энергичных захваченных электронов и их высыпание, происходящее без изменения энергии; образование полярных сияний **Вывод**: электроны внешнего пояса непосредственно вызывают полярные сияния **Проверка**: когда происходят полярные сияния, интенсивность электронов во внешнем поясе падает	Один механизм ускорения, в результате которого образуются энергичные электроны, часть из которых захватывается, а большая же часть высыпается и вызывает полярные сияния, и т. д. **Вывод**: процесс, в результате которого возникают электроны внешнего пояса, непосредственно приводит к полярным сияниям **Проверка**: когда происходят полярные сияния, интенсивность электронов во внешнем поясе возрастает

Проверка модели должна ответить на вопрос о том, будет ли возрастать поток захваченных частиц в момент высыпания электронов. Данные, полученные на спутнике «Инджун-1», по-видимому, подтвердили это, однако лишь измерения на «Инджуне-3» действительно позволили сделать однозначный вывод. В главе о полярных сияниях (см. рис. 8.3) показаны результаты, полученные на одном из витков спутника «Инджун-3» в авроральной зоне во время высыпания электронов. Поток захваченных частиц при высыпании действительно возрастает. О'Бриен считает, что это явление довольно обычное. Поскольку эксперимент проводился лишь на высоте 1000 *км*, не ясно, как ведут себя потоки частиц в экваториальной области. Электронные потоки с $E < 40$ *кэв* на высоте 1000 *км* во время всплесков имеют тенденцию к полной изотропизации.

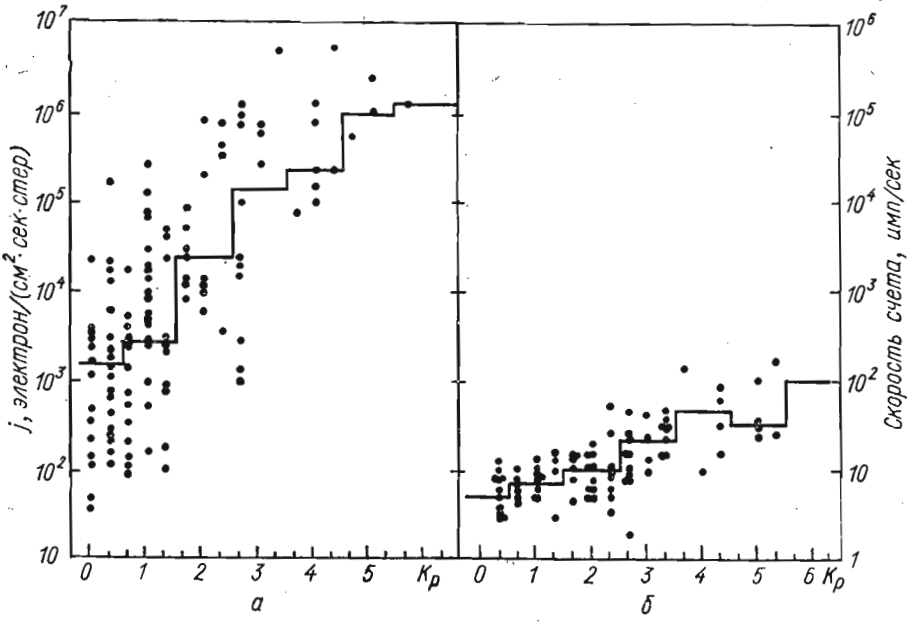


Рис. 6.25. Зависимость потоков высыпаемых (*а*) и захваченных (*б*) электронов с $E > 40$ *кэв* от индекса K_p геомагнитной активности.

Максимальное высыпание имеет место при наибольших значениях K_p индексов. Из рис. 6.25, *а* видно, что при изменении K_p от 0 до 6 потоки высыпающихся частиц увеличиваются приблизительно в 1000 раз. (Результаты получены на «Инджуне-3» в январе—феврале 1963 г.) Сравнение с результатами, полученными на «Эксплорере-12», показывает, что в экваториальной плоскости всенаправленный поток частиц возрастает в этом случае лишь в 10 раз

(см. рис. 6.25, *б*). Если один и тот же процесс ответствен за оба явления, ускорение должно происходить преимущественно вдоль поля B.

Высыпание зависит от энергии частиц. Во время одного из всплесков, когда поток высыпаемых электронов с $E > 40$ *кэв* увеличился в 4 раза, поток электронов с $E > 250$ *кэв* приблизительно удвоился, а поток частиц с $E > 1{,}5$ *Мэв* изменился не более чем на 10%. В другом случае поток электронов с $E > 40$ *кэв* увеличился в 10 раз, в то время как поток электронов с $E > 250$ *кэв* и с $E > 1{,}5$ *Мэв* изменился менее чем на 20%. Обычно во время сброса существенных изменений интенсивности всенаправленного потока частиц с энергией $E > 1{,}5$ *Мэв* не происходит. С помощью другого детектора, установленного на «Инджуне-3», удалось показать, что направленный поток захваченных электронов с энергией $E > 1{,}3$ *Мэв* во время всплесков не изменился. Это говорит о том, что электроны с энергией $E > 1$ *Мэв* могут оставаться захваченными на силовых линиях, тогда как электроны с $E > 40$ *кэв* высыпаются. Если высыпание вызвано сгустком плазмы [45], внедрившимся в поле из солнечного ветра, то следует ожидать искажения углового распределения частиц всех энергий. Поскольку интенсивность электронов с $E > 1$ *Мэв* во время всплесков не изменяется, теория сгустков, по-видимому, неприемлема.

Возможно, происходит некоторый сравнительно медленный процесс, приводящий к смещению вниз точек зеркального отражения захваченных частиц без изменения их энергии. Если бы при этом сохранялись адиабатические инварианты (как, например, в случае медленного изменения во всей области магнитного поля), то частицы всех энергий вели бы себя одинаково. В действительности этого не происходит.

Известны также случаи высыпания протонов [46]. Первые измерения были сделаны на основании доплеровского смещения бальмеровских линий в авроральных зонах [47]. Эти измерения показали, что авроральную зону полярных сияний иногда бомбардируют протонные потоки интенсивностью 10^7—10^8 *протон*/(*см*^{2}·*сек*) с энергиями порядка 1 *кэв*. Измерения, выполненные Мак-Илвейном [48] и Дэвисом [49], показали существование здесь протонов с $E > 100$ *кэв*. Недавние измерения на спутнике, выполненные Эвансом и др. [50], показали, что вклад протонов в полярные сияния может составлять 10—20%. Высыпание протонов наблюдалось лишь вблизи авроральной зоны.

Высыпаемые электроны могут рассеиваться от атмосферы назад. Коэффициенты отражения, даваемые теорией, лежат в пределах от $R \approx 0{,}1$ до $R \approx 0{,}2$ [51]. Это означает, что если силовые линии, соединяющие авроральные зоны, замкнуты, то полярные сияния должны быть всегда сопряженными. По данным, полученным на спутниках типа «Инджун», О'Бриен установил, что $R \approx 0{,}1$. На двух витках значения R оказались значительно большими, почти $R = 1$. Мак-Диармид [52] предположил существование электрических полей. Каминг и др. [53] обнаружили, что при плотности высыпаемых электронов $j > 10^5$ *электрон*/(*см*^{2}·*сек*·*стер*), коэффициент отражения $R \approx 0{,}2$; при $j \approx 10^2$—10^3 $R \approx 1{,}0$. Это явление остается непонятным. Одно любопытное объяснение связано с ионосферными токами, вызываемыми высыпанием. Большие токи могли бы создать возмущение магнитного поля ΔB и привести к большему, чем обычно, отражению частиц. Это могло бы значительно изменить значение R. Келлог [54], пытаясь объяснить высыпание электронов, рассмотрел возможность их ускорения в флюктуирующем электрическом поле. Он использовал простую модель гармонического поля $\mathscr{E}$, причем $\mathscr{E} \perp B$. Уравнения движения частиц в этом случае имеют вид:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} &= -\frac{e}{m}\left(\frac{v_y}{c}B + \mathscr{E}_x\right); \quad \mathscr{E}_x = \mathscr{E}_0 \sin \omega t; \\ \frac{dv_y}{dt} &= \frac{e}{m} \cdot \frac{v_x}{c} B. \end{aligned}\right\} \tag{6.139}$$

Решения этих уравнений имеют вид:

$$\left.\begin{aligned} v_x &= \alpha \cos \omega_c t + \beta \sin \omega_c t + \delta \cos \omega t; \\ v_y &= \alpha \sin \omega_c t + \beta \cos \omega_c t + \frac{\delta \omega_c}{\omega} \sin \omega t, \end{aligned}\right\} \tag{6.140}$$

где

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= -v_0 \sin \varphi - \delta; \\ \beta &= -v_0 \cos \varphi; \\ \delta &= -\frac{e}{m} \mathscr{E}_0 \left(\frac{\omega}{\omega_c^2 - \omega^2} \right); \end{aligned}\right\} \tag{6.141}$$

v_0 — начальная скорость; φ — начальная фаза. Совершив N оборотов $\left(t_n = \frac{2\pi N}{\omega}\right)$, частица приобретает энергию

$$\Delta E_\perp = m (1 - \cos \omega_c t_n) \delta^2 - m v_0 \delta [\sin (\omega_c t_n + \varphi) - \sin \varphi]. \tag{6.142}$$

Чтобы найти изменение в распределении по энергиям $\rho(E)dE$ в результате последовательности случайных «столкновений» с флюктуирующими $\mathscr{E}$ полями, Келлог воспользовался уравнением Фоккера—Планка:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial E} [\rho \langle \Delta E \rangle] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial E^2} [\rho \langle (\Delta E)^2 \rangle] + S - L \tag{6.143}$$

с коэффициентами, найденными из уравнения (6.142):

$$\langle \Delta E \rangle = \frac{m (1 - \cos \omega_c t_n) \delta^2}{t_n} f = \frac{A}{t_n} f; \tag{6.144}$$

$$\langle (\Delta E)^2 \rangle = \frac{f}{t_n} (A^2 + 2AE). \tag{6.145}$$

Считая, что $S = 0$, $L = -\lambda\rho$, т. е. скорость потерь пропорциональна концентрации частиц, можно решить уравнение Фоккера—Планка и найти, что в случае больших энергий

$$\rho = k \exp \left(-\sqrt{E/E_0} \right), \tag{6.146}$$

где $E_0 = fA/4\lambda t_n$.

Используя грубые экспериментальные данные по шумам и свистящим атмосферикам и рассматривая электроны с $E_0 \sim 1$ *кэв* и временем жизни 1 день, Келлог сделал вывод, что этот процесс, по-видимому, недостаточно быстрый, чтобы вызвать обычное высыпание электронов из внешней зоны, а тем более наблюдаемые иногда интенсивные сбросы частиц.

Паркер [5] рассмотрел возможность ускорения частиц и их высыпания при нарушении интегрального инварианта. Если магнитное поле в зеркальной точке изменяется за время, малое по сравнению с периодом колебания частиц, то интегральный инвариант I не является константой движения. Период колебания частиц

$$T_b \sim \frac{4r_0}{v} \sim \frac{4 \cdot 10^9 \text{ см}}{10^{10} \text{ см/сек}} \sim 0{,}4 \text{ сек}.$$

Таким образом, волны с частотой от 5 до 10 *гц* приводят к нарушению адиабатичности движения и ускорению частиц из-за механизма Ферми в области точек отражения [55].

Некоторые частицы отражаются от зеркальных точек, движущихся к ним под действием возмущения поля. Другие частицы отражаются от уходящих от них зеркальных точек. Поскольку отражение от приближающейся зеркальной точки более вероятно, энергия частицы возрастает:

$$\frac{dE_\parallel}{dt} = 4E_\parallel \left(\frac{u}{v_\parallel} \right)^2 p, \tag{6.147}$$

где $E_\parallel$ и $v_\parallel$ — энергия движения частицы и компонента скорости вдоль поля соответственно; p — число отражений от зеркальной точки в единицу времени; u — скорость движения зеркальной точки. Интересно, что, когда частицы набирают энергию, соответствующая зеркальная точка систематически смещается вниз, поскольку увеличивается энергия продольного движения и, следовательно, уменьшается питч-угол. В результате частицы рассеиваются в атмосфере. Если отношение $\Delta B/B \approx 10^{-3}$, то при непрерывном движении зеркальных точек время, за которое частицы продиффундируют в атмосферу, составит примерно $3 \cdot 10^6$ *сек*. Поскольку неизвестно, существуют ли магнитогидродинамические волны с такими характеристиками, неясно, насколько этот процесс можно считать реальным. Таким образом, данный процесс должен приводить к высыпанию частиц, однако количественные оценки сделать довольно трудно.

Мак-Диармид и Барроу [56] обнаружили, что на высоких широтах вне области захваченной радиации на высоте 1000 *км* или меньше наблюдаются иногда электронные потоки с интенсивностями вплоть до 10^9 *см*$^{-2} \cdot$ *сек*$^{-1}$. Они полагают, что высокоширотные электронные островки ускоряются в геомагнитном хвосте и переносятся во внутренние высокоширотные области. Возможно, эти островки являются важным источником электронов внешнего радиационного пояса. Сделанные оценки среднего потока высыпаемых из внешнего пояса электронов дают примерно 10^{22} *электрон/сек*. Высокоширотные всплески наблюдались на 7% всех витков спутника «Алуэт». Вычисленный по этим данным поток электронов из хвоста составляет $3 \cdot 10^{21}$ *электрон/сек*. Даже если число электронов в высокоширотных всплесках может приблизительно обеспечить наблюдаемые потери, все же прежде чем искать возможный источник частиц, необходимо выяснить механизм переноса электронов в ту область, где они теряются. Дифференциальный энергетический спектр электронов в этих всплесках имеет вид

$$N(E) = kE^{-n}, \tag{6.148}$$

где обычно для $40 < E_e < 250$ *кэв* $5 < n < 7$. У электронов внешнего пояса в том же интервале энергии $2 < n < 4$.

Существует и другая возможность высыпания электронов. Захваченные частицы, дрейфующие вокруг Земли, возможно, не могут совершить один полный оборот, «погибая» в районе южноатлантической аномалии или в других областях, где электроны близко приближаются к Земле. Если частицы не могут совершить полный оборот вокруг Земли, но в течение некоторого времени могут совершать колебательные движения, отражаясь от области сильного поля, мы будем называть их квазизахваченными. Такой процесс исследовался при рассмотрении эффекта «дворника» (см. гл. 5). Однако кроме наблюдений, относящихся к искусственному радиационному поясу, были сделаны и другие наблюдения квазизахваченных частиц.

Пауликас и др. [57, 58] изучали квазизахваченные электроны с энергией $E_e > 300$ *кэв* на низких высотах на спутнике 1964-45A. Они построили карту электронных потоков в координатах B—L (рис. 6.26) в интервале долготы $215° 3 < \varphi < 250°3$ (западная точка южноатлантической аномалии). По-видимому, здесь существенны оба процесса. При $L < 2$, возможно, преобладает атмосферное рассеяние (как и в эффекте «дворника»). Однако при $L > 2$ выпуклость на кривой потока (см. рис. 6.26) для $B > 0{,}35$, по-видимому, связана с каким-то другим эффектом, возможно, с рассеянием частиц на волнах. По сути дела все электроны, дрейфующие на восток при $B > B_{\text{мин}}$ (100 *км*) (см. рис. 6.26), гибнут в районе аномалии. Электронов с энергией $E_e > 700$ *кэв* в потоке квазизахваченных частиц обнаружено не было. Спектр электронов, измеренный в 1964 г., был сравнительно мягким, тогда как аналогичные измерения, выполненные осенью 1962 г., дали большой поток квазизахваченных электронов с энергией вплоть до 1,5 *Мэв*. Такие вариации, возможно, связаны с искусственным ядерным взрывом «Морская звезда». Авторы, однако, полагают, что это не основная причина, поскольку измерения, выполненные перед взрывом, также обнаружили в потоке квазизахваченных частиц энергичные элек-

троны. Поток электронов с $E_e > 700$ *кэв* в 1964 г. уменьшился в 500 раз по сравнению с сентябрем 1962 г. Это изменение, возможно, связано с общим уровнем солнечной активности, который в 1964 г. был наименьшим.

Пауликас и др. [57, 58] обнаружили большие вариации (в 10 и более раз) потока квазизахваченных частиц за время от нескольких часов до нескольких дней, особенно при $B > 0{,}35$. На том же спутнике Скарф с сотр. [59] измерили электрические поля от 1,7 до 14 *кв* и обнаружили в области захваченной радиации волны с $\mathscr{E} \sim 2$ *мв/м*. Они полагали, что это продольные ионные волны. На низких высотах, где наблюдались временные вариации квазизахваченных частиц, было обнаружено усиление волн.

Пауликас и др. [47, 58] предположили, что электроны под действием этих волн смещаются в области с бо́льшими полями B за времена, достаточно малые, чтобы вызвать вариации потока квазизахваченных частиц и объяснить выпуклость (см. рис. 6.26) при $L > 2$. Когда частица взаимодействует с волной в области зеркальной точки, изменение ее скорости $v_\parallel$ за один ларморовский оборот определяется выражением

$$\delta v_\parallel = \frac{e\mathscr{E}}{m}\left(\frac{2\pi}{\Omega}\right)\cos\eta, \quad (6.149)$$

где η — фазовый угол между $\mathscr{E}$ и скоростью частицы. Изменение питч-угла частицы в этом случае равно

$$d\alpha \approx \delta v_\parallel / v. \quad (6.150)$$

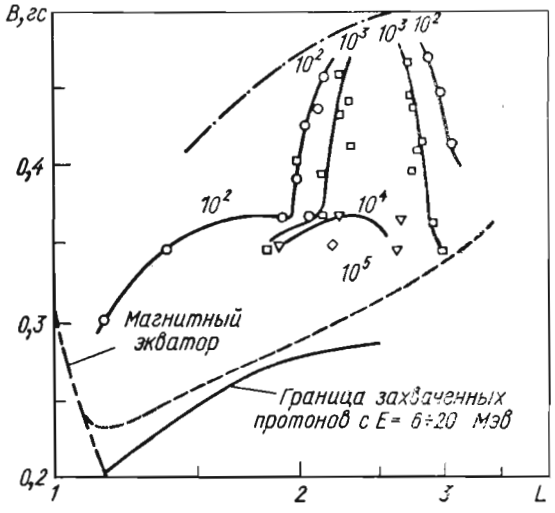


Рис. 6.26. Карта электронных потоков в координатах B—L в интервале долготы $215° < \varphi < 250°$.

— — — —геометрическое место точек минимального магнитного поля на 100 *км*; —·—·— —минимальное магнитное поле на 210° западной долготы и высоте 100 *км*.

Если в течение N ларморовских вращений электрическое поле $\mathscr{E}$ волны остается постоянным, а число случайных столкновений частицы с волной равно n, то изменение питч-угла, вычисленное на основании метода случайных блужданий, составляет

$$(\Delta\alpha)^2 = n\,(N\delta\alpha)^2 = \frac{2\pi^2 nN^2}{\beta^2}\left(\frac{\mathscr{E}^2}{B^2}\right) \text{ рад}^2/\text{сек}. \quad (6.151)$$

Считая, что для частицы, которая погибает вблизи экватора, $\Delta\alpha = 1$, найдем ее время жизни:

$$\tau = \frac{\beta^2}{2\pi^2 nN^2}\left(\frac{B^2}{\mathscr{E}^2}\right) \text{ сек}. \quad (6.152)$$

Пауликас и Уайт при $B = 0{,}1$ *гс*; $\beta = 1$; $\mathscr{E} = 2$ *мв/м* и $N = 50$ получили $\tau = 10^7$ *сек*. При измерениях, выполненных на низких высотах при $\Delta\alpha = 0{,}3$ и $\mathscr{E} = 10$ *мв/м*, получено $\tau = 10^5$ *сек*. Поскольку детальных корреляционных измерений волн и потоков не делалось, этот процесс нельзя рассматривать как установленный.

Самовозбуждаемая диффузия в пространстве скоростей. Кеннел и Петчек [60] изучали другой процесс, также вызывающий высыпание электронов и обладающий многими из требований, предъявляемых к модели улавливания брызг внешнего радиационного пояса. Они рассмотрели диффузию частиц в пространстве скоростей, аналогичную в некотором смысле рассмотренной Данжи [61] и Корнволлом [62], но с одним существенным различием. Если Данжи и Корнволла интересовали возникающие во время грозовых разрядов свистя-

щие атмосферики, то Кеннела и Петчека самовозбуждающиеся волны. В случае, когда питч-угловое распределение захваченных частиц достаточно анизотропно, система будет неустойчивой относительно раскачки свистов. Захваченные частицы могут рассеиваться на этих волнах, приводя тем самым к высыпанию и, как следствие, ограничению концентрации захваченных частиц. Процесс рассеяния здесь, как и у Данжи, носит резонансный характер и происходит на частоте, равной ларморовской частоте частиц, смещенной за счет эффекта Доплера:

$$v_R = (\omega - \Omega)/k, \tag{6.153}$$

где ω и k — частота и волновой вектор волны, а Ω — ларморовская частота электрона. Энергия, связанная с параллельной полю составляющей резонансной скорости, равна

$$E_R = \frac{1}{2} m v_R^2 = E_c \frac{\Omega}{\omega} \left(1 - \frac{\omega}{\Omega}\right)^3, \tag{6.154}$$

где $E_c = B^2/8\pi n$ — магнитная энергия, приходящаяся на одну частицу. В общем случае процесс рассеяния необходимо рассматривать в нелинейном приближении, поскольку воздействие на частицы осуществляется частицами. В случае, если плазменная турбулентность создается волнами малой амплитуды, можно сделать упрощение и воспользоваться методом возмущений. Кеннел и Петчек получили дисперсионное волновое соотношение с помощью метода, аналогичного рассматриваемому в гл. 7. Полученный ими инкремент колебаний имеет вид

$$\gamma = \pi\Omega \left(1 - \frac{\omega}{\Omega}\right)^2 \eta \left[A - \frac{1}{\Omega/\omega - 1}\right], \tag{6.155}$$

где η можно приближенно рассматривать как число электронов со скоростями в интервале $\Delta v_\parallel = \dfrac{\Omega - \omega}{k} = v_R$. Эти электроны взаимодействуют с волной, имеющей частоту ω и волновое число k:

$$\eta = 2\pi \left(\frac{\Omega - \omega}{\Omega}\right) \int_0^\infty f(v_\perp, v_\parallel = v_R)\, v_\perp\, dv_\perp. \tag{6.156}$$

В соотношении (6.155) A — степень анизотропии электронов по питч-углам:

$$A = \left. \frac{\int_0^\infty \frac{\partial f}{\partial \alpha} \operatorname{tg} \alpha v_\perp\, dv_\perp}{2 \int_0^\infty f v_\perp\, dv_\perp} \right|_{v_\parallel = v_R}. \tag{6.157}$$

В случае, когда f представляет собой произведение двух гауссовых распределений с различными температурами T вдоль и поперек магнитного поля B,

$$A = T_\perp - T_\parallel / T_\parallel. \tag{6.158}$$

Из выражения инкремента [уравнение (6.155)] видно, что система неустойчива по отношению к раскачке свистов, если

$$A > \frac{1}{\Omega/\omega - 1}. \tag{6.159}$$

Достаточное условие для возникновения неустойчивости состоит в том, что производная $\partial f/\partial \alpha$ должна быть везде положительна. Поскольку распределение по питч-углам падает монотонно в направлении конуса потерь, система будет неустойчивой для частиц с энергиями больше E_R.

Для частиц в магнитосфере с энергией около 10 *кэв* резонансное взаимодействие будет происходить главным образом вблизи экватора, поскольку в этой области энергия $E_c = B^2/8\pi n$ минимальная и, следовательно, для возникновения неустойчивости здесь достаточна наименьшая анизотропия. Если предположить, что рассеяние всех частиц происходит на экваторе, то расчеты значительно упрощаются.

Кеннел и Петчек получили диффузионное уравнение, учитывающее взаимодействие электрона со многими волнами:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{\sin\alpha} \cdot \frac{\partial}{\partial \alpha}\left[D \sin\alpha \frac{\partial f}{\partial \alpha}\right] + S - L. \tag{6.160}$$

Коэффициент диффузии приближенно равен

$$D \approx \frac{\Omega k B_k^2}{B^2} = \frac{\Omega E_k}{B^2}, \tag{6.161}$$

где B_k — амплитуда волны, а E_k — плотность энергии. Это уравнение было решено для области, находящейся внутри конуса потерь, при предположении, что $S = 0$ и

$$L = f/T_e. \tag{6.162}$$

Здесь T_e — время жизни частицы по отношению к рассеянию в конус потерь вблизи экватора:

$$T_e \sim r_e/v_R. \tag{6.163}$$

Диффузионное уравнение было решено и для области, лежащей вне конуса потерь, $L = 0$ и $S \neq 0$ для $\alpha = \pi/2$. Сшивая решения на границе конуса потерь, получаем выражение для функции распределения и степени анизотропии (6.157):

$$A \approx \frac{1}{2 \ln\left[\frac{1}{\alpha_0} + 0\,(1)\right]}, \tag{6.164}$$

где α_0 — угол конуса потерь; для авроральных силовых линий $A \approx 1/6$. Используя также уравнение (6.156), можно найти связь η с всенаправленным потоком частиц J:

$$J\,(> E_R) \approx 2n\eta v_R. \tag{6.165}$$

Кеннел и Петчек рассмотрели стационарное решение, когда скорость нарастания амплитуды свистов приближается к постоянному значению. Мощность источника S определяет время жизни электрона в радиационном поясе и величину потока высыпающихся частиц. Однако она не задает максимального всенаправленного потока захваченных частиц $J^{\text{макс}}$. Он определяется самовозбуждаемой диффузией углового распределения по скоростям. После того как поток захваченных частиц достигает максимального значения, увеличение мощности источника приводит лишь к росту высыпания.

В стационарном случае скорость нарастания амплитуды колебаний уравновешивается потерями из-за отражения от ионосферы, т. е.

$$e^{\gamma T_\omega} = 1/R, \tag{6.166}$$

где R — коэффициент отражения волны; T_ω — время, за которое волна распространится от экватора до ионосферы. Максимальный поток захваченных частиц можно найти из уравнения (6.166), поскольку из уравнения (6.165) следует

$$\gamma \sim \eta \sim J^{\text{макс}}. \tag{6.167}$$

Применяя уравнения (6.155), (6.165) и (6.166), получаем

$$J^{\text{макс}}(>E_R)=\frac{1-(E_c/E_R)}{A-(E_c/E_R)}\left(\frac{10^{10}B}{L}\ln\frac{1}{R}\right), \tag{6.168}$$

причем считалось, что $\omega/\Omega \ll 1$. Использование $A = 1/6$, $\ln 1/R = 3$ с выражениями для B в полдень, сумерки и полночь дает для $E_R = 40$ *кэв* (E_c/E_R не учитывалось):

$$\left.\begin{aligned} J^{\text{макс}}(\text{полдень}, >40\ кэв) &\approx \frac{7\cdot10^{10}}{L^4}+10^6\ см^{-2}\cdot сек^{-1};\\ J^{\text{макс}}(\text{сумерки}, >40\ кэв) &\approx \frac{7\cdot10^{10}}{L^4};\\ J^{\text{макс}}(\text{полночь}, >40\ кэв) &\approx \frac{7\cdot10^{10}}{L^4}+\frac{2\cdot10^7}{L}-5\cdot10^6. \end{aligned}\right\} \tag{6.169}$$

Кеннел и Петчек полагают, что эти значения справедливы с точностью до множителя, равного 3.

На рис. 6.27 и 6.28 приводятся сравнения максимальных всенаправленных потоков, предсказываемых теорией с данными, полученными на «Эксплорере-14» [28]. Для $L > 4$ максимальные значения наблюдаемых потоков почти совпадают с теоретическими, а потоки высыпаемых частиц, как и следовало ожидать, довольно велики. Для $L < 4$ потоки захваченных частиц не достигают верхней границы, и высыпание частиц, если оно вообще имеется, должно быть незначительным.

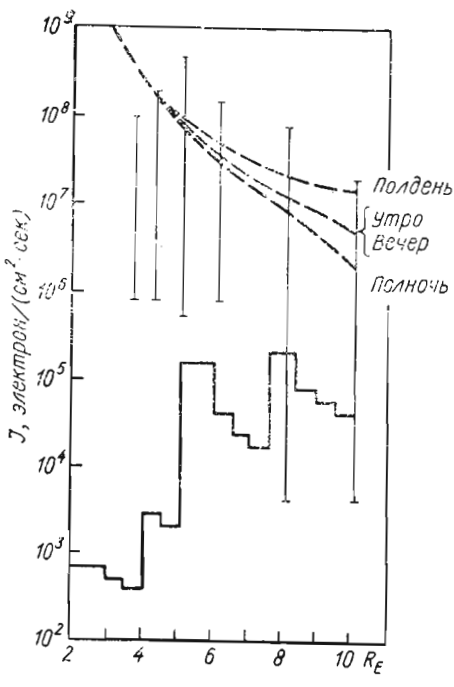


Рис. 6.27. Теоретическая зависимость максимальных всенаправленных потоков захваченных электронов ($E_e > 40$ *кэв*) от радиального экваториального расстояния (штриховые кривые). Для сравнения вертикальными линиями показаны результаты, полученные на «Эксплорере-14». Сплошной кривой показано распределение высыпаемых электронов той же энергии в зависимости от L, построенное по результатам, полученным на «Инджуне-3».

Приведем некоторые интересные свойства $J^{\text{макс}}$.

1. Значение максимального всенаправленного потока, предсказываемое теорией $J^{\text{макс}}(>E_R)$, при высоких энергиях не зависит от энергии, поэтому спектр со стороны высоких энергий должен быть плоским. Поскольку спектр, полученный в результате измерений, не является плоским, верхний предел для потока захваченных частиц не должен достигаться. Это означает, что у частиц высоких энергий не должно наблюдаться сильное высыпание. И действительно, когда иногда происходит высыпание электронов с $E_e > 1{,}6$ *Мэв*, оно не связано с высыпанием низкоэнергичных электронов. В общем случае энергетический спектр высыпаемых частиц должен быть мягче, чем спектр захваченных частиц. Это в действительности и наблюдается.

2. В областях, где происходит непрерывное ускорение частиц, поток должен лежать вблизи верхнего уровня (см. рис. 6.28 для $5 < L < 8$).

3. Для потоков захваченных электронов высоких энергий, которые не достигают верхней границы, можно ожидать больших временны́х флюктуаций. Изменение мощности источника

может влиять на потоки этих электронов, тогда как потоки низкоэнергичных электронов не могут существенно изменяться.

4. Когда ускорение электронов происходит непрерывно, все большее число электронов должно достигать предельных значений, и, следовательно, со временем энергетический спектр должен становиться жестче.

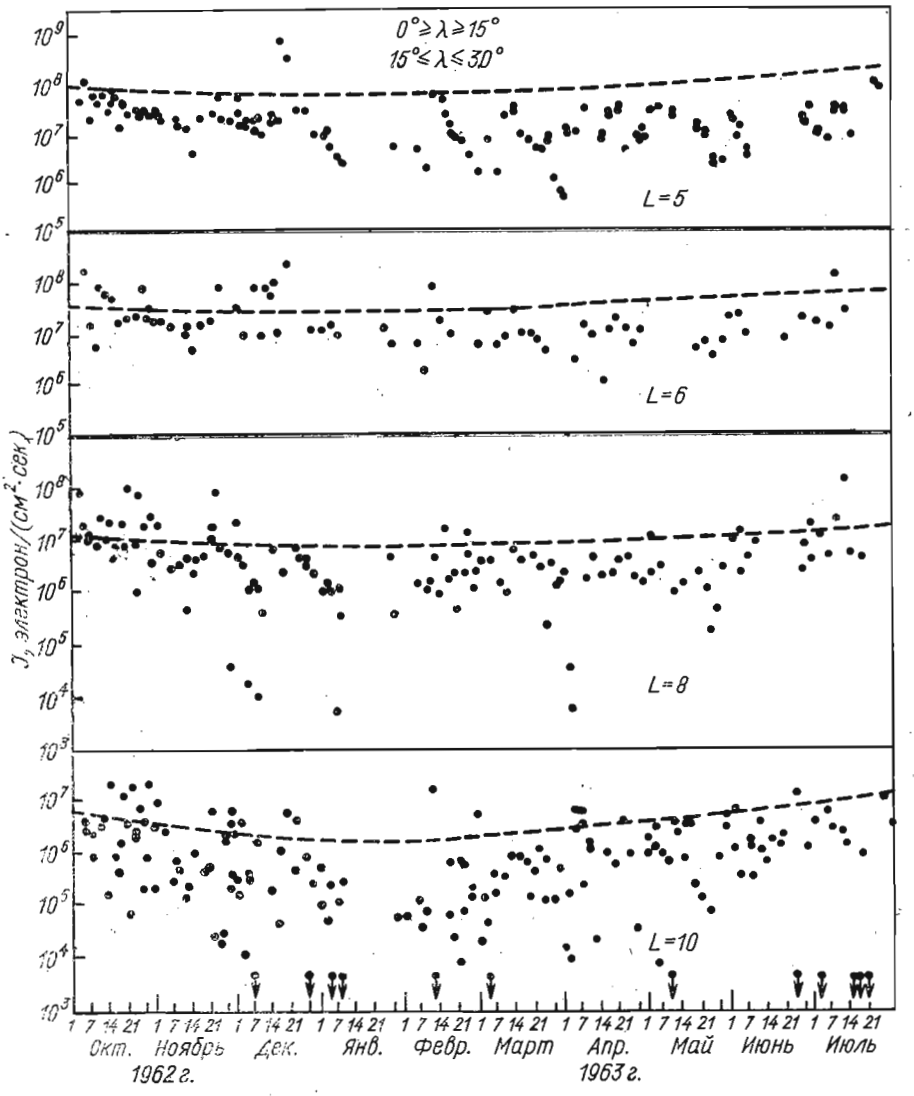


Рис. 6.28. Сравнение теоретических значений максимальных потоков электронов с $E_e > 50$ *кэв* (штриховые кривые) и данных, полученных Франком и др. [28]. Большинство экспериментальных точек лежит ниже теоретических кривых. Небольшой разброс точек вблизи $L = 6$ предполагает существование некоторого непрерывного механизма ускорения [60].

Кеннел и Петчек, используя значения потоков в конусе потерь, полученные по данным спутника «Инджун-3», рассчитали время жизни захваченных электронов. В стационарном случае направленные потоки электронов с питч-углами α_1 и α_2 должны быть связаны соотношением

$$\frac{j(\alpha_1)}{j(\alpha_2)} = \sqrt{\frac{\alpha_2}{\alpha_1}} \exp\left(\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\sqrt{DT_e}}\right). \qquad (6.170)$$

Отсюда, используя данные со спутника «Инджун-3», получим

$$\frac{1}{D} \approx 3 \cdot 10^4 \, T_e \; сек,$$

а время жизни захваченных электронов для $L = 6$

$$\tau = \frac{1}{D} \ln \frac{2}{\alpha_0} \approx 3 \cdot 10^4 \; сек. \qquad (6.171)$$

Эта величина достаточно хорошо согласуется с оценками, сделанными О'Брие-ном (10^3—10^5 *сек*) по данным, полученным на спутнике «Инджун-1». Из уравнения (6.161) находим амплитуду свистов $B_k \approx 10^{-2}\gamma$, обеспечивающую соответствующее время рассеяния. В настоящее время не имеется достаточно данных по экваториальным волнам низкой частоты, чтобы можно было делать какое-то сравнение. Тем не менее такая амплитуда колебаний вполне приемлема.

Этот анализ был основан на стационарном медленном высыпании частиц («измороси»). Однако наблюдаются кратковременные брызги частиц, когда их поток может быть значительно больше, чем во время измороси. При этом распределение частиц по питч-углам становится в основном изотропным (даже в конусе потерь). Данную модель можно, по-видимому, распространить и на сильные брызги, используя при этом или нестационарные условия, или очень мощные источники. Во время брызг можно ожидать усиления волн.

Теория самовозбуждаемой диффузии по питч-углам справедлива также и для протонов. В этом случае, однако, надо рассматривать не свисты, а ионно-циклотронные волны. Кеннел и Петчек нашли максимальный всенаправленный поток протонов $J^{макс}$. Предельные значения потоков оказываются достаточно высокими, так что при этом мы приближаемся к ограничению по магнитному полю. Для того чтобы движение частиц определялось магнитным полем, необходимо выполнение следующего неравенства:

$$\frac{B^2}{8\pi} > \int_0^\infty \frac{J(E)}{v} E \, dE. \qquad (6.172)$$

Для протонов это условие перестает действовать уже для $L > 5$ [1]. Совсем не очевидно, что питч-угловая диффузия должна быть существенна для протонов. Действительно, в этом случае нельзя было бы ожидать, что радиальная диффузия действует так хорошо, как это, по-видимому, имеет место. В частности, зависимость E_0 от α (см. рис. 6.5) должна была быть замазана питч-угловой диффузией, а распределение по питч-углам должно было быть более широким (см. рис. 6.2). Тот факт, что протонные потоки очень устойчивы со временем, и то, что на низких широтах не наблюдается высыпания протонов, также говорит не в пользу этого механизма. Возможно, что ограничение по магнитному полю является более сильным, чем соотношение для $J^{макс}$, аналогичное уравнению (6.168). В этом случае диффузия по питч-углам перестает действовать.

Временные вариации. В отличие от протонных потоков потоки электронов во внешнем радиационном поясе сильно меняются со временем. Форбуш и др. [63], изучавшие вариации электронов с $E_e > 1{,}1$ *Мэв* на «Эксплорере-7», иногда наблюдали изменения потоков на два порядка. Франк и др. [28] провели более детальное изучение вариаций электронных потоков, используя при этом данные с «Эксплорера-14» для $E_e > 40$, $E_e > 230$ *кэв* и $E_e > 1{,}6$ *Мэв*. Полученные результаты показаны на рис. 6.29. Потоки протонов с энергией $E_p > 500$ *кэв* заметно не изменяются, тогда как электронные потоки меняются существенно, особенно при больших L.

После того как во внешнем электронном поясе было сделано достаточное число измерений, была проведена классификация различных видов временных вариаций [64]. Сюда были включены местные временные вариации, 27-дневные вариации, вариации, связанные с солнечным циклом и с магнитными возмущениями, включая вариации во время магнитных бурь и распад в спокойный период. Рассмотрим отдельно все эти вариации.

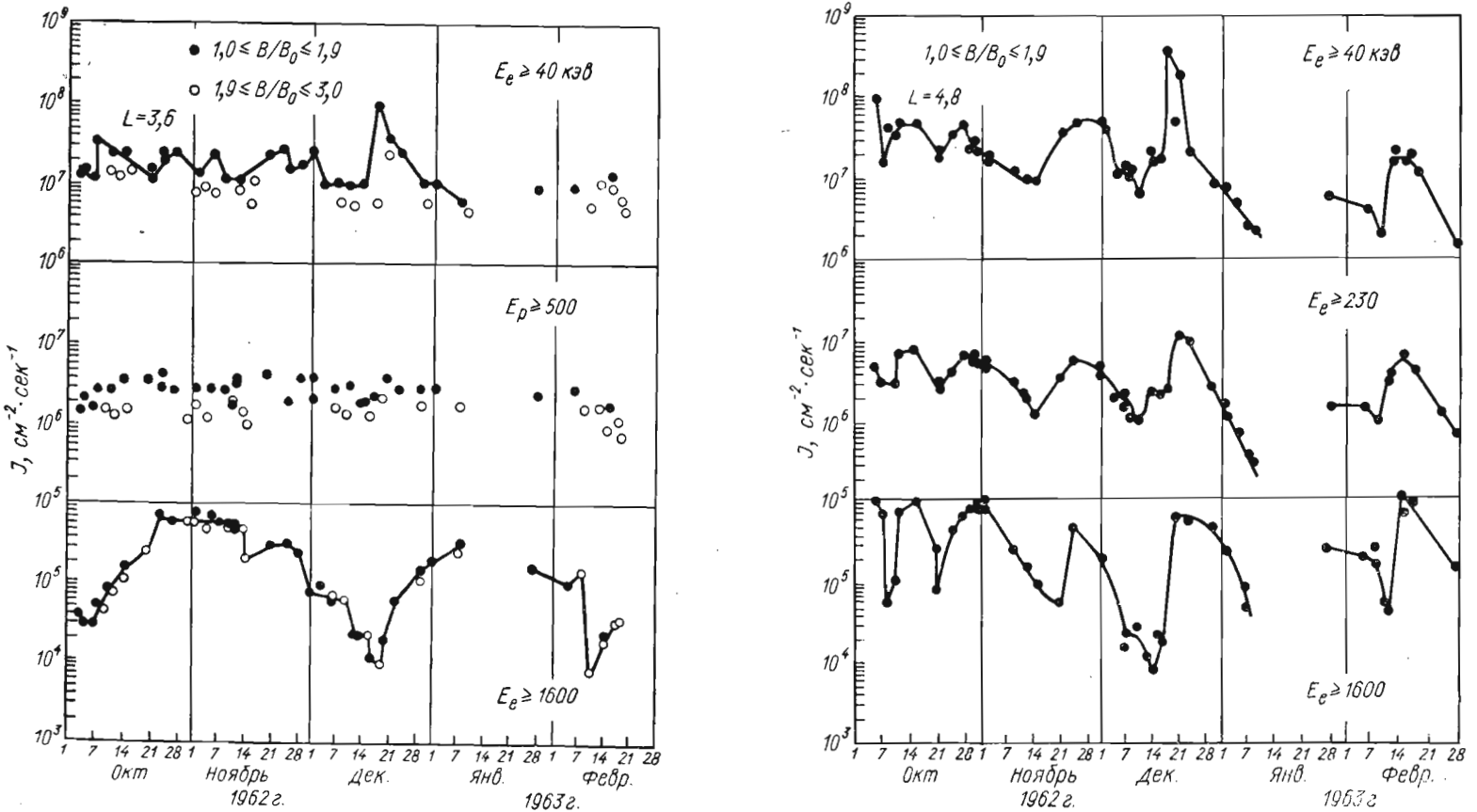


Рис. 6.29. Временны́е вариации интенсивности всенаправленного потока электронов и протонов вблизи плоскости магнитного экватора.

1. *Местные временные вариации.* Внутри $L = 5$ местных вариаций потоков захваченных электронов не наблюдалось. На бо́льших расстояниях имеется несколько измерений вариаций электронных потоков. Первое измерение было сделано О'Брионом [65] на спутнике «Инджун-1». Результаты, полученные им для электронов с $E_e > 40$ *кэв*, показаны на рис. 6.30. Каждая точка соответствует средней интенсивности в том интервале широт, на который был ориентирован детектор. Вертикальные отрезки соответствуют диапазону наблюдаемых

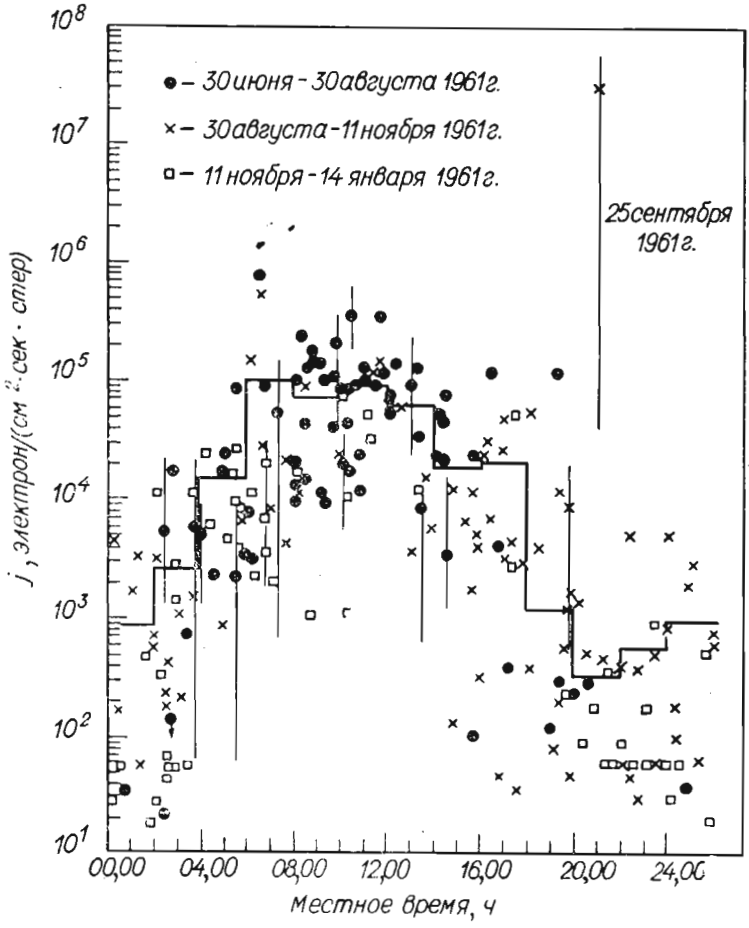


Рис. 6.30. Интенсивность захваченных электронов на высоте около 990 *км* как функция местного времени для $8 < L < 10$ ($69{,}3° < \Lambda < 71{,}5°$).

значений потоков (детектор ориентирован на значительную часть всего интервала широт). Горизонтальные линии — это средние интенсивности (за исключением события 25 сентября 1961 г.) [66]. Хорошо видно, что в полдень наблюдаются гораздо большие электронные потоки, чем в полночь. О'Бриен предположил, что это может быть связано с

а) движением захваченных частиц в деформированном геомагнитном поле, которое может вызвать асимметрию;

б) возможным присутствием стационарного источника электронов, ускоряющего их вдоль магнитного поля (в пределах нескольких градусов) в экваториальной плоскости на освещенной стороне Земли;

в) механизмами ускорения аврорального типа, которые могут действовать лишь на замкнутых силовых линиях.

На основании наблюдаемого днем сильного высыпания электронов О'Бриен отдает предпочтение второму механизму. Тем не менее он полагает, что этот вопрос окончательно еще не решен. О'Бриен [65] показал также существование местных временных вариаций верхней широтной границы области захваченной радиации. Аналогичные измерения [66, 67], выполненные на «Инджуне-3», позволили построить карты потоков захваченных и высыпаемых электронов (рис. 6.31).

Местные временные вариации электронных потоков вблизи экватора исследовались также Франком и др. [68, 69] на «Эксплорере-14» (рис. 6.32). Как видно из этих данных, при $R/R_E > 6$ электронный поток днем и ночью различен. При $L > 6$ наблюдаются большие временные вариации. На ночной стороне при $R > 9R_E$ слабые электронные потоки наблюдаются лишь вне экваториальной плоскости; вблизи экваториальной плоскости наблюдаются большие потоки «транзитных» электронов [68].

Данные, полученные Вильямсом и Палмером [70] на спутнике 1963-38c, показывают, что электроны с $E_e > 0{,}28$ *Мэв* также обнаруживают местные временные вариации. Однако для этих высокоэнергичных электронов суточное смещение верхней широтной границы значительно меньше, чем для электронов с $E_e > 40$ *кэв*. Возможно, что движение низкоэнергичных частиц с $E > 40$ *кэв* существенно меняется под действием электрических полей, однако маловероятно, что электрические поля будут заметно возмущать движение электронов с $E > 300$ *кэв*. Вильямс и Мид [71] рассмотрели движение частиц в деформированном магнитном поле с учетом геомагнитного хвоста и нашли, что, если сохраняются адиабатические инварианты, суточные вариации потока можно объяснить лишь возмущениями магнитного поля.

Франк [72] проанализировал данные с «Эксплорера-14» для электронов с $E_e > 1{,}6$ *Мэв* и нашел, что местные временные вариации, наблюдаемые вблизи экваториальной плоскости для $L > 6$, согласуются с ожидаемым в результате давления солнечного ветра возмущением геомагнитного поля в этих областях. Похоже на то, что большинство местных временных вариаций связано с возмущением геомагнитного поля и существованием геомагнитного хвоста. Возможно, однако, что часть вариаций связана с другими процессами. Тот факт, что электроны с $E_e > 40$ *кэв* обнаруживают бóльшие вариации, чем высокоэнергичные электроны, и связанное с этим сильное дневное высыпание низкоэнергичных электронов служит доказательством существования сильных электрических полей или дневного источника электронов с $E_e > 40$ *кэв*. Этот вопрос, однако, остается неустановленным.

2. *27-дневные вариации*. Существование 27-дневных периодичностей в электронных потоках во внешнем поясе для электронов с $E_e > 0{,}28$ *Мэв* и $E_e > 1{,}2$ *Мэв* впервые показал Вильямс [73]. Эти измерения были выполнены на полярной орбите на спутнике 1963-38c на высоте 1100 *км*. Результаты измерений показаны на рис. 6.33. Периодические вариации наблюдались во время четырех солнечных вращений в конце 1963 г. для $L > 3{,}5$. Электронный поток возрастает, когда граница между двумя секторами, обнаруженными Нессом и Вилкоксом [74], пересекает Землю. Когда магнитное поле меняет полярность от минуса (по направлению к Солнцу) на плюс (в направлении от Солнца), происходит значительное изменение электронных потоков. Это наблюдается дважды за один солнечный оборот. Для двух других границ секторов, когда полярность магнитного поля меняется на обратную, электронный поток изменяется незначительно. Если бы энергия солнечного ветра, передаваемая в магнитосферу, была связана с изменениями направления межпланетного магнитного поля [75], то подобные эффекты можно было ожидать при пересечении Землей всех границ секторов. В действительности, однако, этого не наблюдается. Вильямс [71] предположил, что связь осуществляется через альвеновское число Маха

$$M_A = v_W / v_A, \tag{6.173}$$

где $v_A = \dfrac{B}{\sqrt{4\pi mn}}$ — альвеновская скорость, а v_W — скорость солнечного ветра.

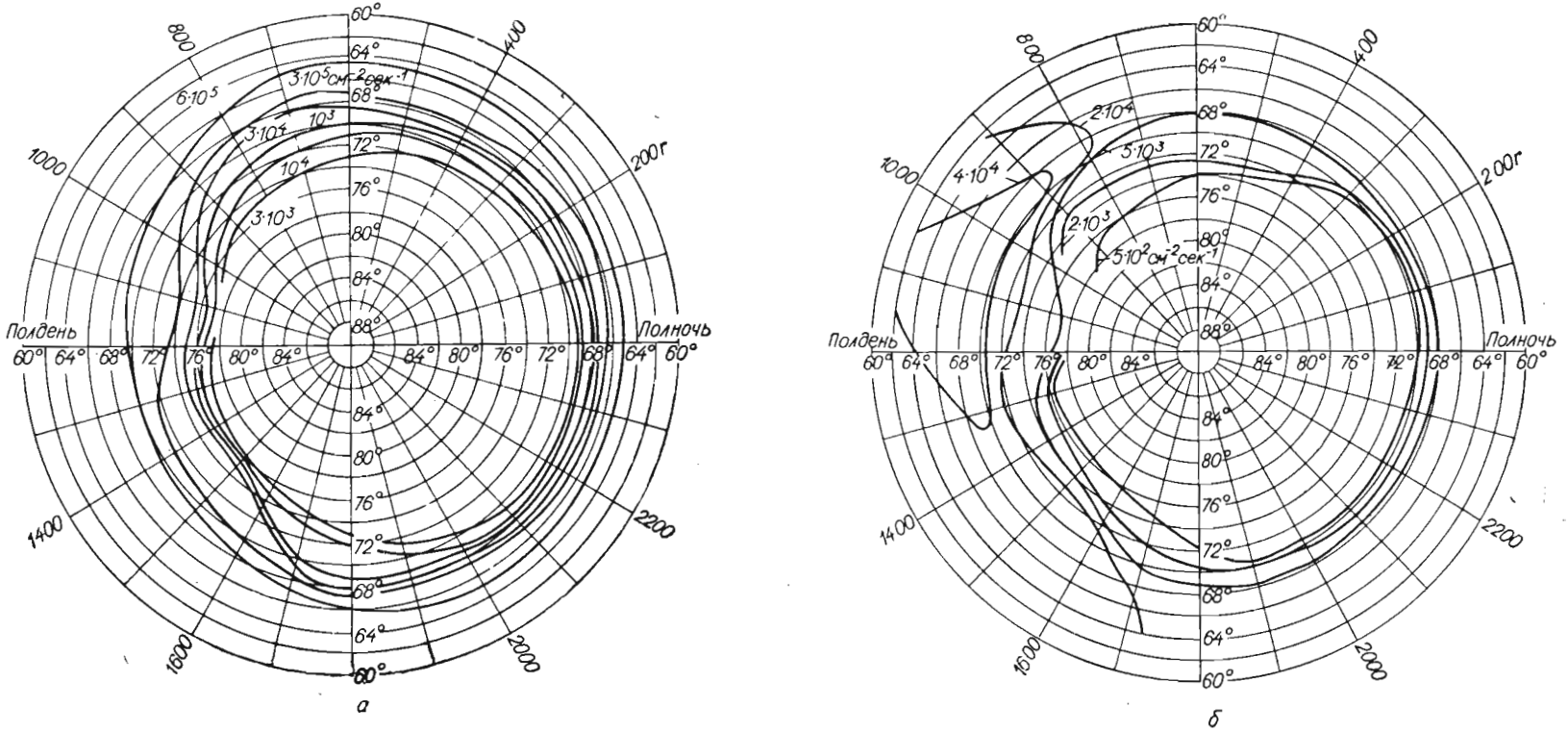


Рис. 6.31. Средняя интенсивность всенаправленных потоков захваченных (*а*) и высыпаемых (*б*) электронов с $E_e > 40$ *кэв* на низких высотах.

Плотность кинетической энергии солнечного ветра равна $1/2nmv^2_W$, а плотность магнитной энергии $B^2/8\pi$. Их отношение равно

$$\beta = \frac{4\pi nmv_W^2}{B^2} = \frac{v_W^2}{v_A^2} = M_A^2. \qquad (6.174)$$

При пересечении границы секторов, когда магнитное поле меняет знак с минуса на плюс, наблюдаются резкие пики в β и M_A. Это находится в соответствии с тем, что энергия передается от солнечного ветра в магнитосферу за счет вязкого трения в магнитопаузе [76].

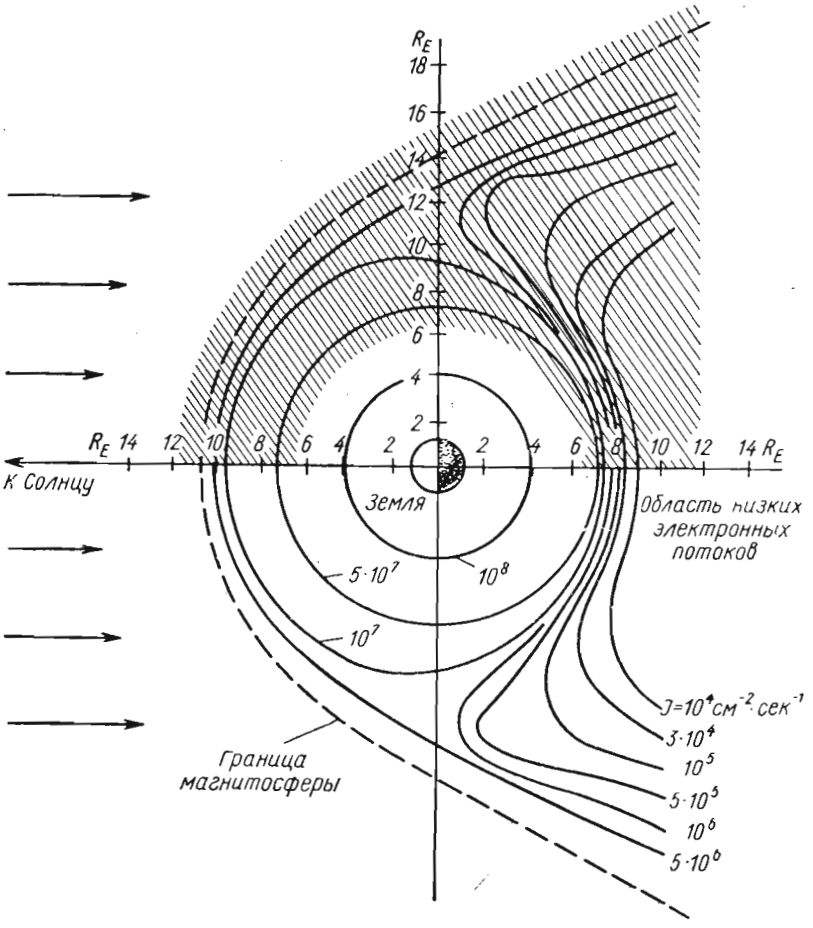


Рис. 6.32. Интенсивность всенаправленных потоков электронов с $E_e > 40$ *кэв* (по данным, полученным на спутниках «Эксплорер-12» и «Эксплорер-14»). Заштрихованный участок — область, в которой наблюдаются большие временные вариации (поток меняется более чем на порядок). За пределами магнитосферы поток электронов меньше $5\cdot10^2$ *см*$^{-2}\cdot$*сек*$^{-1}$.

3. *Изменения, связанные с солнечными циклами.* Франк и Ван Аллен [77], используя данные об электронах с $E_e \approx 1$ *Мэв*, полученные на спутниках «Эксплорер-4, 7, 12, 14», «Инджун-1, 2, 3, 4» и на ОГО-1, исследовали структуру внешнего радиационного пояса. Они попытались опознать вариации, связанные с солнечными циклами. Было обнаружено, что с 1958 по 1965 г. внутренняя граница внешнего радиационного пояса — щель — систематически смещалась, удаляясь от Земли. В период солнечной активности в 1958 г. щель находилась на $L \sim 2{,}2$, затем она монотонно удалялась до $L \sim 3{,}0$. Было замечено также аналогичное смещение положения $L^{\text{макс}}$, соответствующего

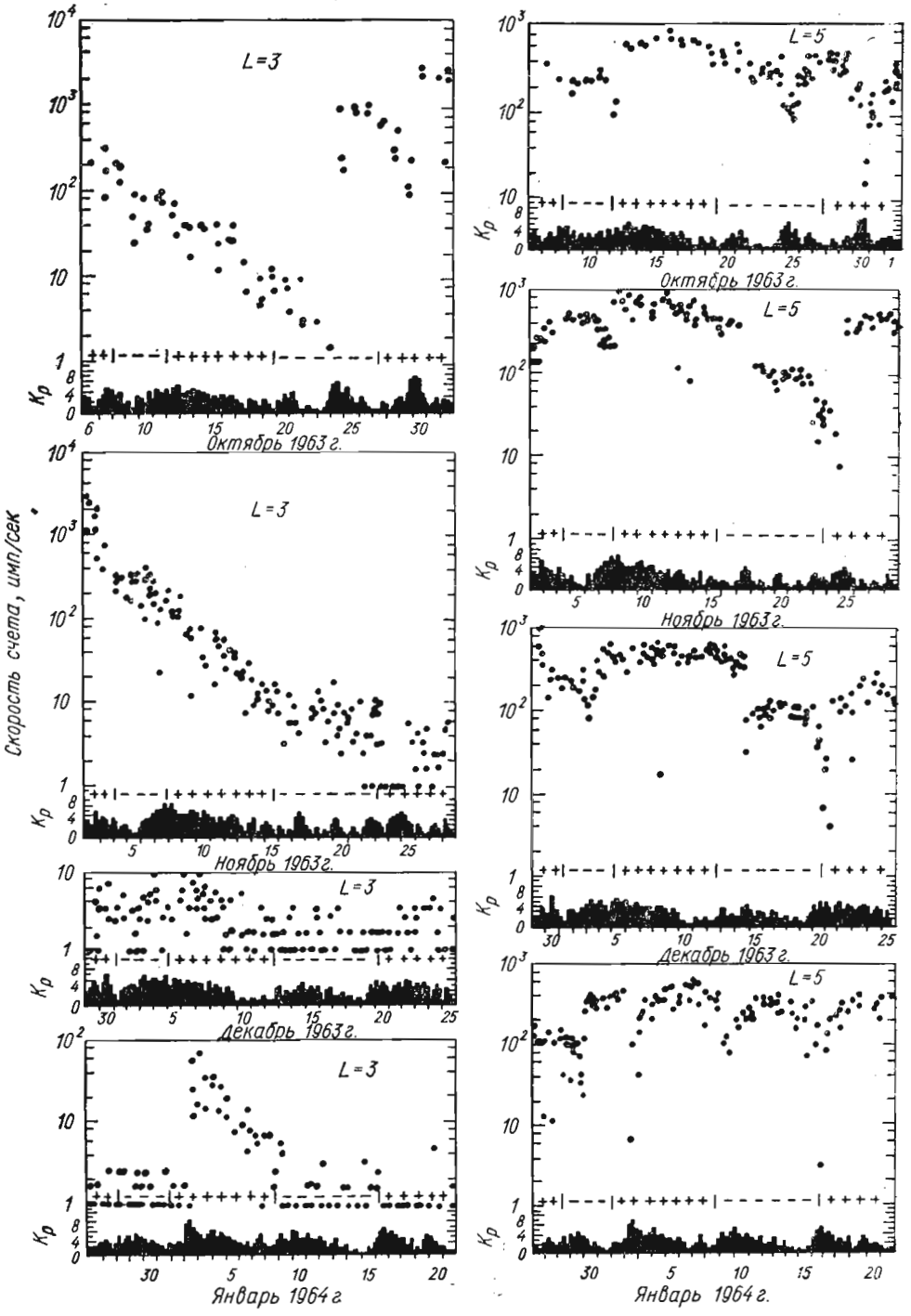


Рис. 6.33. Скорость счета электронов с $E_e > 280$ *кэв* на высоте 1000 *км* для четырех солнечных оборотов (по данным спутника 1963-38c). Здесь же приведены индексы магнитной активности K_p и показана секторная структура межпланетного магнитного поля [74].

максимальному потоку. В 1960 г. максимальный поток наблюдался на $L^{макс} = 3{,}5$ [78]. В 1963 г. по данным «Инджуна-3» [79] оказалось, что $L^{макс} \sim 4{,}5$. Франк и Ван Аллен высказали предположение, что такое движение радиационного пояса во время понижения солнечной активности связано с изменениями, происходящими в процессе радиальной диффузии. При этом в период максимума солнечной активности или увеличивается скорость диффузии, или сам механизм диффузии охватывает более глубокие области магнитосферы.

Потоки во внешнем поясе, по-видимому, не обнаруживают существенных вариаций, связанных с солнечным циклом. Поток в щели заметно не меняется и, по мнению Франка и Ван Аллена [77], это, возможно, указывает на то, что характерное значение максимальной интенсивности потока энергичных электронов ($E > 1$ *Мэв*) во внешнем поясе вблизи геомагнитного экватора не обнаруживает заметных изменений во время уменьшения солнечной активности, что может быть связано с насыщением магнитосферы электронами с энергией $E \sim 1$ *Мэв*.

4. *Распад в спокойный период.* Поскольку электроны внешнего пояса обнаруживают большие временные вариации, изучать их распад довольно сложно. Браун и Габби [76] получили кривые распада для электронов, образовавшихся в результате высотного ядерного взрыва «Морская звезда» (см. рис. 5.21). Отсюда можно найти время жизни электронов для $L < 3{,}0$. Для $L > 3{,}0$ можно полагаться лишь на данные, полученные для электронов естественного радиационного пояса.

Изучая зависимость электронного потока от времени (см. рис. 6.33), Вильямс и Смит [80] установили, что в спокойный магнитный период, такой, например, как с 1 по 15 октября, электронный поток непрерывно и монотонно уменьшался. Это позволило им найти времена жизни захваченных электронов:

E, *Мэв*	τ, сутки			
	$L=2$	$L=4$	$L=6$	$L=8$
$>0{,}280$	4	6	3	0,5
$>1{,}6$	7	6	2	0,5

Авторы считают, что область с $L > 3$ могла бы вскоре оказаться не заполненной захваченными частицами, если бы в магнитосфере непрерывно не существовали магнитные возмущения.

Франк и др., основываясь на наблюдаемом после магнитной бури (20 декабря 1962 г.) уменьшении электронных потоков, также нашли времена жизни захваченных электронов:

E, *Мэв*	τ, сутки		
	$L=3{,}0$	$L=4{,}2$	$L=4{,}8$
$>0{,}04$	—	7	6
$>0{,}28$	—	10	5
$>1{,}6$	10	15	5

5. *Вариации, связанные с магнитными возмущениями.* Все эксперименты [81—83], выполненные на «Эксплорере-6», показали, что во время сильной магнитной бури поток высокоэнергичных электронов во внешнем поясе первоначально уменьшился в три и более раз. Затем поток увеличился и значительно превысил значения, наблюдаемые перед магнитной бурей.

Анализируя данные с «Эксплорера-12», Фримэн [84] обнаружил, что потоки высокоэнергичных электронов с $E > 1$ *Мэв* после магнитной бури первоначально истощались. Поток низкоэнергичных электронов быстро возрастал. Поток электронов с $E > 1$ *Мэв* также возрастал, но спустя несколько дней.

Поток низкоэнергичных электронов возрастал во всей магнитосфере более или менее однородно, тогда как поток высокоэнергичных электронов с $E > 1$ *Мэв* возрастал главным образом в области $3{,}5 < L < 5$. Это можно хорошо объяснить радиальным дрейфом частиц во внутренние области и одновременным ускорением.

Франк и др. [28], используя данные, полученные на «Эксплорере-14», показали прямую корреляцию между потоком электронов во внешнем радиационном поясе и индексом K_p (см. рис. 6.29). Они считают, что детальное изучение временных вариаций различных участков спектра электронов при различных значениях $L < 5{,}0$ во внешнем радиационном поясе обнаруживает довольно упорядоченную последовательность явлений.

1. Во время ранней фазы магнитной бури интенсивность электронов с $E_e > 40$ *кэв* заметно возрастает (за время, меньшее 1 дня после начала магнитной бури), этот эффект проявляется сильнее и распространяется в сторону меньших L при бо́льших значениях индекса K_p. 2. Спустя несколько дней интенсивность электронов с $E_e > 1{,}6$ *Мэв* также возрастает примерно во столько же раз, причем рост происходит сначала на более высоких L-оболочках. 3. Затем внутренняя граница радиального профиля интенсивности электронов с $E_e > 1{,}6$ *Мэв* дрейфует по направлению к $L \approx 3{,}0$ со скоростью около $0{,}02\ R_E$ в день. 4. Интенсивность электронов с $E_e > 40$ *кэв* уменьшается от своего максимального значения до значения, наблюдаемого перед бурей приблизительно в течение недели, а интенсивность более энергичных электронов с $E_e > 1{,}6$ *Мэв* возвращается к своему первоначальному значению значительно медленнее. 5. С точностью до времени разрешения (1 день) оказывается, что временно́е изменение интенсивности электронов с $E_e > 230$ *кэв* является промежуточным между соответствующими изменениями интенсивностей компонент более низкой и более высокой энергий. В период наблюдения вариации интенсивности электронов с промежуточными энергиями были наименьшими. Авторы считают, что интенсивность протонов с энергией $E > 500$ *кэв* при $2{,}8 < L < 3{,}6$ изменяется не более чем в два раза (погрешность эксперимента). Оказывается, что протоны заметно менее чувствительны к геомагнитным возмущениям, чем электроны.

Вильямс и Смит [80], используя данные об электронах с $E > 0{,}28$ *Мэв* и $E > 1{,}2$ *Мэв*, полученные на спутнике 1963-38с, показали отчетливую корреляцию потока электронов во внешнем радиационном поясе на высоте 1100 *км* с магнитным индексом K_p (см. рис. 6.33). Для $L = 5$ скорости счета изменяются в прямом соответствии с индексом K_p, однако для $L = 3$ период умеренной магнитной активности (10—17 октября) не привел к увеличению электронных потоков. И только когда $K_p > 6$ (24 октября), наблюдалось изменение потоков электронов с $E_e > 0{,}28$ *Мэв*. Вильямс и Смит считают, что реакция захваченных электронов на геомагнитную активность с ростом L становится более выраженной. Для $L = 2$ хорошо заметной корреляции между магнитной активностью и интенсивностью захваченных электронов не наблюдается. При $L = 3$ захваченные электроны реагируют только на сильные магнитные возмущения. Для $4 < L < 6$ захваченные электроны следуют общей тенденции изменения магнитной активности, а для $L > 6$ захваченные частицы чувствуют тонкие детали флюктуаций, присутствующих в магнитном поле.

Из рисунков видно, что электроны более высоких энергий реагируют более медленно на рост геомагнитной активности, чем низкоэнергичные электроны. Это указывает на существование механизмов ускорения, ответственных за наблюдаемый рост интенсивности захваченных электронов. В табл. 6.2 указано время, когда достигаются максимальные скорости счета электронов различных энергий. Хорошо видна энергетическая зависимость механизма, вызывающего рост интенсивности. Времена установления максимальной интенсивности потоков определить довольно сложно, и поэтому они даются с точностью $\pm$ 1/2 дня.

Наблюдается запаздывание между пиком геомагнитной активности и пиком интенсивности захваченных частиц. Это запаздывание возрастает с ростом

Таблица 6.2

Времена установления максимальных электронных потоков за период с 11 по 19 октября 1963 г.

L, R_E	Энергия электронов		
	280 *кэв*	1,2 *Мэв*	2,4 *Мэв*
4	18.00 14 окт.	18.00 18 окт.	18.00 19 окт.
5	06.00 15 окт.	06.00 18 окт.	—
6	12.00 15 окт.	12.00 19 окт.	—

энергии и L-оболочки и поэтому подтверждает скорее локальные механизмы ускорения, чем непосредственную инжекцию, питч-угловое перераспределение и диффузию частиц как механизмы, ответственные за наблюдаемый рост интенсивности. После начального роста интенсивности электронов, связанного с сильным магнитным возмущением, наблюдается общее движение всей области $L > 3$. Этот эффект исследуется более тщательно. По-видимому, начальный эффект внезапного сильного магнитного возмущения состоит в общем увеличении интенсивности захваченных электронов при всех $L > 3$. После этого происходит общее перераспределение, определяемое новым устойчивым районом захваченной радиации (с сохранением адиабатических инвариантов) в новой конфигурации магнитного поля, возникшей в результате увеличения давления солнечного ветра. Затем, когда солнечный ветер постепенно «стихает», область захваченной радиации также приходит в «нормальное» состояние.

Магнитным бурям было уделено много внимания, так как этот объект по своей природе несколько напоминает биологический. Характерным свойством магнитных бурь является их непостоянство. Хотя некоторые свойства захваченной радиации типичны для многих бурь, тем не менее никакой единой картины изменений, происходящих с захваченными частицами, не существует. Начальную фазу магнитной бури обычно связывают с деформацией магнитосферы, происходящей в результате увеличения давления солнечного ветра. Процессы же, управляющие более поздними фазами магнитной бури, вообще являются непонятными. Тем более остаются неясными процессы, действующие на захваченные частицы. Тот факт, что электроны различных энергий ведут себя различно, говорит, по-видимому, о том, что здесь действуют два различных механизма. Процесс высыпания, какой бы он ни был, вероятно, влияет на поведение электронов с $E > 40$ *кэв*. Бетатронное ускорение, по-видимому, является определяющим для высокоэнергичных электронов с $E > 1{,}5$ *Мэв*. Если во время бури магнитное поле уменьшается, энергии электронов будут уменьшаться, а поток захваченных частиц выше существующего порога также будет уменьшаться. Этот процесс должен быть обратимым, и во время фазы восстановления, когда поле возвращается до прежнего значения, электронный поток также должен возвращаться в нормальное состояние. О возможности такого бетатронного ускорения можно только предполагать, поскольку мы не знаем, действительно ли поле на $L \sim 3$ уменьшается, а если уменьшается, то насколько сильно.

6. *Распад искусственных радиационных поясов.* С помощью детекторов, установленных на «Эксплорере-15», Мак-Илвейн [17] проследил за распадом искусственного пояса, созданного Советским Союзом в октябре и ноябре 1962 г. При этом он обнаружил интересные временные вариации (рис. 6.34 и 5.22). Для $L < 2{,}5$ кривые распада имеют монотонный характер и с изменением L меняются очень сильно (впервые это обнаружил Браун и др. [85]). Для $L > 3$ были обнаружены сильные флюктуации. До 18 декабря 1962 г., когда произошла сильная магнитная буря, кривая распада более или менее коррелировала с изменениями индекса K_p магнитной активности. Затем интенсивности электронных потоков с энергиями $E > 0{,}5$ и $E > 5$ *Мэв* резко возросли. Поток электронов с $E > 0{,}5$ *Мэв* за день увеличился приблизительно в 20 раз,

а поток электронов с $E > 5$ *Мэв* увеличился во столько же раз, но в течение недели.

Электроны с энергиями $E > 5$ *Мэв*, которые практически исчезли, в декабре появились вновь, причем их потоки достигали почти тех же значений. По-видимому, это не «свежие» электроны, а электроны, которые ускорились в искусственном поясе, хотя в этом и нет полной уверенности.

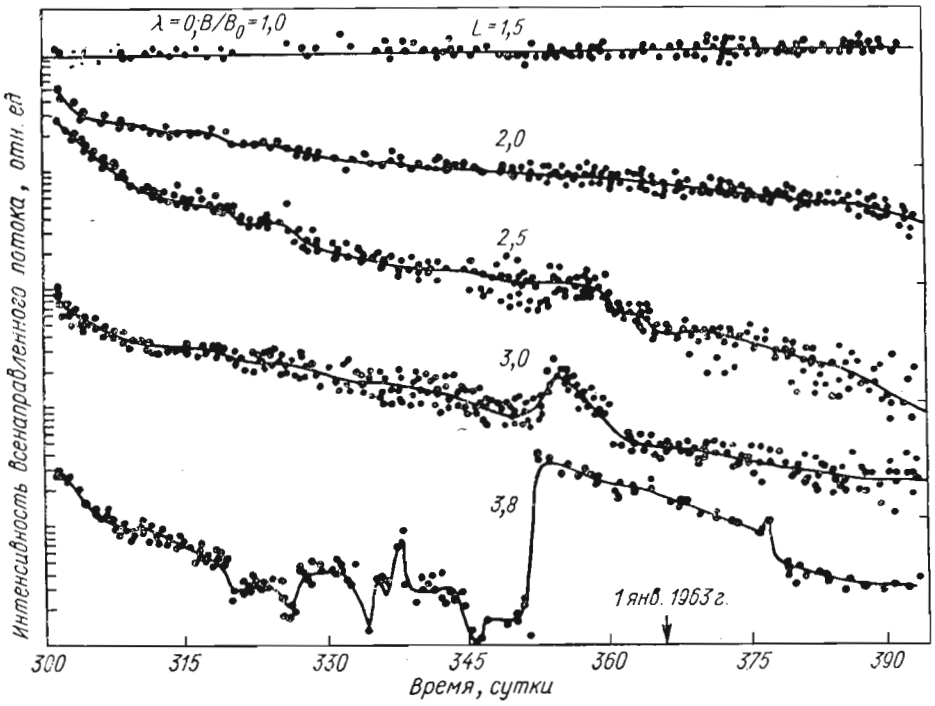


Рис. 6.34. Кривые распада электронов ($E > 0{,}5$ *Мэв*) внешнего пояса, полученные для различных L.

Очевидно, что магнитные возмущения играют важную роль в динамике электронов внешнего пояса. По-видимому, происходит более или менее непрерывный процесс ускорения и (или) инжекции, который регулируется определенным типом магнитной активности. Когда происходят магнитные бури, все эти эффекты проявляются особенно отчетливо. Если бы не было магнитных возмущений, внешний радиационный пояс опустел бы в течение нескольких недель.

ЛИТЕРАТУРА

1. Davis L. R., Williamson J. M. Low-Energy Trapped Protons. Space Res., **3**, 365. North Holland Publish. Co., 1963.
2. Davis L. R. et al. Trans. Am. Geophys. Union, **45**, 84, 1964.
3. Kellogg P. J. Nature, **183**, 1295 (1959).
4. Herlofson N. Phys. Rev., Lett., **5**, 414 (1960).
5. Parker E. N. J. Geophys. Res., **66**, 693 (1961).
6. Nakada M. P. et al. Space Sci., **5**, North Holland Publish. Co., 1964; J Geophys Res., **70**, 3529 (1965).
7. Davis L., Chang Jr. and D. B. J. Geophys. Res., **67**, 2169 (1962).
8. Parker E. N. J. Geophys. Res., **65**, 3117 (1960).
9. Mihalov J. D., White R. S. J. Geophys. Res., **71**, 2207 (1966).
10. Mead G. D. J. Geophys. Res., **69**, 1181 (1964).
11. Dungey J. W. Some Effects of Electromagnetic Disturbances on the Radiation Belts, Space Sci., **5** (1965).
12. Fälthammar C. G. J. Geophys. Res., **71**, 1487 (1966).
13. Nakada M. P., Mead G. D. J. Geophys. Res., **70**, 4777 (1965).
14. Тверской Б. А. «Геомагнетизм и аэрономия», **3**, 436 (1964).

15. Fälthammar C. G. J. Geophys. Res., **70**, 2503 (1965).
16. Нортроп Т. Г. Адиабатическая теория движения заряженных частиц. Перев. с англ. М., Атомиздат, 1967.
17. McIlwain C. E. Science, **142**, 355 (1963).
18. Fillius R. W., McIlwain C. E. Phys. Rev. Lett., **12**, 609 (1964).
19. Fillius R. W. J. Geophys. Res., **71**, 97 (1966).
20. McIlwain C. E. Redistribution of Trapped Protons during a Magnetic Storm. Space Res., **5**, North Holland Publish. Co., 1965.
21. McIlwain C. E. Relay I Trapped Radiation Measurements Final Rept. on the Relay I Program NASA SP-76, 1965.
22. Hess W. H. Source of Outer Zone Protons. Radiation Trapped in the Earth's Magnetic Field. D. Reidel, Holland, 1965.
23. Roederer J. G. On the Adiabatic Motion of Energetic Particles in a Model Magnetosphere. J. Geophys. Res., **71**, 1966.
24. McIlwain C. E. J. Geophys. Res., **71**, 3623 (1966).
25. Freden S. C. et al. J. Geophys. Res., **70**, 3113 (1965).
26. Schiff M. L. Trans. Am. Geophys. Union, **47**, 136 (1966).
27. Van Allen J. A., Krimigis S. M. Trans. Am. Geophys. Union, **46**, 140 (1965).
28. Frank L. A. et al. J. Geophys. Res., **69**, 2171 (1964).
29. Mihalov J. D., White R. S. J. Geophys. Res., **71**, 2217 (1966).
30. Walt M. J. Geophys. Res., **69**, 3948 (1964).
31. Hess W. N., Poirer J. A. J. Geophys. Res., **67**, 1699 (1962).
32. Hess W. N., Killeen J. J. Geophys. Res., **66**, 3671 (1961).
33. Walt M., MacDonald W. M. J. Geophys. Res., **67**, 5013 (1962).
34. Pizzella G. et al. Electrons in the Van Allen Zone Measured with A Scintillator on Explorer = XIV, Goddard Space Flight Center X-611-66-112, March 1966.
35. Frank L. A. Inward Radial Diffusion of Electrons $E > 1{,}6$ *Mev* in the Outer Radiation Zone. Univ. of Iowa Rept. 65—13 (1965).
36. Imhof W. L., Smith R. V. Phys. Rev. Lett., **14**, 885 (1965).
37. Cladis J. B. J. Geophys. Res., **71**, 5019 (1966).
38. Imhof W. L. et al. Planetary Space Sci., **14**, 569 (1966).
39. Livingston M. S., Blewett J. P. Particle Accelerators, McGraw-Hill, 1962.
40. Pai G. L., Sarabhai V. A. Planetary Space Sci., **12**, 855 (1964).
41. Krassovsky V. I. et al. Artificial Earth Satellites, **6**, 137, Plenum Press, 1961; Planetary Space Sci., **9**, 27 (1962), I.S.Z., **6**, 113 (1961).
42. O'Brien B. J. J. Geophys. Res., **67**, 1227 (1962).
43. O'Brien B. J. J. Geophys. Res., **67**, 3687 (1962).
44. O'Brien B. J. J. Geophys. Res., **69**, 13 (1964).
45. Chamberlain J. W. Astrophys. J., **134**, 401 (1961b).
46. O'Brien B. J. Precipitation of Electrons and Protons into the Atmosphere, Presented at Advanced Study Institute on Radiation Trapped in the Earth's Magnetic Field, Bergen, Norway, August 1965.
47. Chamberlain J. W. Physics of the Aurora and Airglow, Academic, 1961.
48. McIlwain C. E. J. Geophys. Res., **65**, 2727 (1960).
49. Davis L. R. et al. Direct Measurements of Particle Fluxes in and Near Auroras. Proc. of the First Internat. Space Sci. Sympos. Nice, January 14—16, 1960. Pub. in Space Res., Edit. Hilde Kallman Bijl, North Holland Publish. Co., 1960, pp. 721—735.
50. Evans J. E. et al. Space Res., **5**, North Holland Publish. Co., 1965.
51. Siegbahn K. Beta and Gamma-Ray Spectroscopy, North Holland Publish. Co., 1955.
52. McDiarmid I. B. et al. Canad. Phys., **39**, 12, 1888—1900 (1961).
53. Cumming W. D. et al. J. Geophys. Res., **71**, 1399 (1966).
54. Kellogg P. J. Planetary Space Sci, **10**, 165 (1963).
55. Fermi E. Astrophys. J., **199**, 1 (1954).
56. McDiarmid I. B., Burrows J. R. J. Geophys Res., **70**, 3031 (1965).
57. Paulikas G. A. et al. J. Geophys Res., **71**, 3165 (1966).
58. Paulikas G. A., Freden S. C. J. Geophys Res., **69**, 1239 (1964).
59. Scarf F. L. et al. J. Geophys. Res., **70**, 3045 (1965).
60. Kennel C. F., Petchek H. E. J. Geophys Res., **71**, 1 (1966).
61. Dungey J. W. Planetary Space Sci., **11**, 591 (1963).
62. Cornwall J. M. J. Geophys. Res., **69**, 1251 (1964).
63. Forbush S. E. et al. J. Geophys. Res., **67**, 3651 (1962).
64. Williams D. J. Outer Zone Electrons. Radiation Trapped in the Earth's Magnetic Field, D. Reidel, Holland, (1965).
65. O'Brien B. J. J. Geophys. Res., **68**, 989 (1963).
66. Frank L. A. et al. J. Geophys. Res., **69**, 3155 (1964).
67. Armstrong T. J. Geophys. Res., **70**, 2077 (1965).
68. Frank L. A. et al. J. Geophys. Res., **68**, 3543 (1963).
69. Frank L. A. J. Geophys. Res., **70**, 1593 (1965).

70. Williams D. J., Palmer W. F. J. Geophys. Res., **70**, 557 (1965).
71. Williams D. J., Mead G. D. J. Geophys. Res., **70**, 3017 (1965).
72. Frank L. A. Geophys. Res., **70**, 4131 (1965).
73. Williams D. J. J. Geophys. Res., **71**, 1815 (1966).
74. Ness N. F., Wilcox J. M. Science, **148**, 1592 (1965).
75. Dessler A. J., Walters G. K. Planetary Space Sci., **12**, 227 (1964).
76. Brown W. L., Gabbe J. D. J. Geophys. Res., **68**, 607 (1963).
77. Frank L. A., Van Allen J. A. J. Geophys. Res., **71**, 2697 (1966).
78. Forbush S. E. et al. J. Geophys. Res., **67**, 3651 (1962).
79. Armstrong T. J. Geophys. Res., **70**, 2077 (1965).
80. Williams D. J., Smith A. M. J. Geophys. Res., **70**, 541 (1965).
81. Arnoldy P. L. J. Geophys. Res., **65**, 1361 (1960).
82. Fan C. Y. et al. J. Geophys. Res., **66**, 2607 (1961).
83. Rosen A., Farley T. A. J. Geophys. Res., **66**, 2013 (1962).
84. Freeman J. W. J. Geophys. Res., **69**, 1691 (1964).
85. Brown W. L. et al. Results of the Telstar Radiation Experiments. Bell System Tech., J., July 1963.

ГЛАВА 7

ВНЕШНЯЯ ГРАНИЦА ЗОНЫ ЗАХВАЧЕННОЙ РАДИАЦИИ

МАГНИТОПАУЗА

В настоящее время хорошо известно, что геомагнитное поле не простирается до бесконечности, т. е. оно отличается от поля диполя, находящегося в вакууме. Магнитное поле Земли ограничено внутри полости, называемой магнитосферой, непрерывным потоком частиц, направленным от Солнца. Положение границы между солнечным ветром и геомагнитным полем (магнитопауза) определяется из баланса давления $P + B^2/8\pi = \text{const}$ [1—7]. Солнечный ветер является хорошим проводником. Он вытесняет перед собой геомагнитное поле, пока давление P солнечного ветра не уравновесится магнитным давлением. В гл. 2 было показано, что давление магнитного поля равно $B^2/8\pi$. Предполагая, что солнечный ветер представляет собой свободную от магнитного поля плазму, которая ударяется о границу и зеркально отражается от нее, можно найти импульс, передаваемый частицей при столкновении:

$$2mv\cos\psi, \tag{7.1}$$

где ψ — угол падения. В единицу времени на единичную площадку попадет $Nv\cos\psi$ частиц. Отсюда полное давление, оказываемое частицами, нормально к поверхности:

$$p_0 = 2Nmv^2\cos^2\psi. \tag{7.2}$$

Нормальная компонента B непрерывна при переходе через поверхность, и, кроме того, мы предполагаем, что снаружи $B_0 = 0$, а внутри $p_i = 0$. Тогда из баланса давлений на границе получаем

$$p_0 = B_i^2/8\pi, \tag{7.3}$$

откуда тангенциальное магнитное поле внутри равно

$$B_i = (16\pi Nmv^2)^{1/2}\cos\psi. \tag{7.4}$$

Полагая $N = 5$ *см*$^{-3}$ и $mv^2 = 10^{-9}$ *эрг* (соответствующую протонам с энергией 600 *эв*), находим, что в лобовой точке $p_0 = 10^{-8}$ *дин/см*^{2}, $B_i = 50\gamma$. Считая, что невозмущенное дипольное поле составляет половину этой величины, определяем положение границы диполя:

$$B = 50/2 = B_E/r^3 = 0{,}32\cdot 10^5/r^3; \quad r = 11R_E,$$

где B_E — магнитное поле у поверхности Земли на экваторе, а R_E — радиус Земли. Это приблизительно то расстояние, на котором находится магнитопауза в спокойные дни. Величина r не очень чувствительна по отношению к определяющим ее параметрам:

$$r^6 = \left(\frac{2B_E}{B_i}\right)^2 = \frac{B_E^2}{4\pi Nmv^2}. \tag{7.5}$$

Смещение границы с $11R_E$ на $8R_E$, которое иногда наблюдается, требует увеличения плотности энергии солнечного ветра $N\,mv^2/2$ в семь раз.

Протоны и электроны солнечного ветра проникают в пограничный слой (отклоняясь в магнитном поле в противоположных направлениях) на расстояние порядка их ларморовского радиуса и создают поверхностный ток,

который и вызывает изменение магнитного поля на границе. Если бы магнитопауза была плоской, поверхностные токи увеличивали бы магнитное поле внутри ровно вдвое, а снаружи делали бы его равным нулю. Такая ситуация имеет место в модели магнитных бурь Чепмена—Ферраро. Чепмен и Ферраро [8, 9] рассматривали слой плазмы, набегающий на магнитное поле и создающий плоскую поверхность раздела. Это в точности эквивалентно появлению зеркального изображения магнитного диполя. Согласно этой модели магнитное поле внутри магнитосферы

$$B_{\text{полное}} = B_E + B_i = \frac{B}{r^3} + \frac{B}{(2R-r)^3}, \tag{7.6}$$

а на границе

$$B_{\text{полное}} = 2B/R^3, \tag{7.7}$$

т. е. ровно в два раза больше, чем геомагнитное поле. Из-за кривизны реальной поверхности магнитное поле внутри магнитосферы несколько больше удвоенного дипольного поля.

В 1960 г. Джонсон [10] высказал предположение, что Земля со своим магнитным полем из-за солнечного ветра вынуждена находиться в некотором ограниченном объеме. Внутри этой каплеобразной полости существуют радиационные пояса, а вне ее имеется солнечный ветер. Область внутри этой полости, вплоть до высоты в несколько сот километров — магнитосфера. В движении заряженных частиц здесь определяющую роль играет геомагнитное поле. Внешняя граница магнитосферы называется магнитопаузой.

Мид и Берд [11], используя модель зеркального отражения и считая геомагнитное поле дипольным, а температуру солнечного ветра равной нулю, решили задачу о форме магнитосферы. Тангенциальное магнитное поле B_i в точке, находящейся непосредственно перед магнитопаузой, складывается из геомагнитного дипольного поля B_g и поля, возникающего из-за поверхностных токов, которое распадается на два слагаемых. Первоначально Мид и Берд учитывали поле, возникающее из-за токов на плоской поверхности B_p, касательной к магнитопаузе в точке наблюдения, а затем они учитывали вклад сравнительно небольшого магнитного поля (B_c), обусловленный кривизной магнитопаузы.

Результирующее поле перед магнитопаузой равно:

$$B_i = B_g + B_p + B_c, \tag{7.8}$$

а внешнее магнитное поле

$$B_0 = B_g - B_p + B_c = 0. \tag{7.9}$$

Следовательно,

$$B_i = 2(B_g + B_c). \tag{7.10}$$

При решении этой задачи существует проблема нахождения поля B_c, так как оно не может быть определено до тех пор, пока не будет известна форма поверхности, которая, в свою очередь, зависит от полного магнитного поля B_i, включающего и B_c. Положив $B_c = 0$ и определив форму поверхности, можно в первом приближении получить разумное решение. Затем, зная форму поверхности, можно вычислить значения для B_c и с помощью итерации определить самосогласованную поверхность. На рис. 7.1 показана найденная таким образом форма поверхности.

Мы во второй главе уже рассматривали разложение магнитного поля Земли по сферическим гармоникам. Обсуждение было основано на предположении, что поле создается источниками внутри Земли. Это поле возмущается солнечным ветром. Поверхностные токи в магнитопаузе создают дополнительное

магнитное поле. Когда учитываются внешние источники магнитного поля, к нему вторым членом добавляется потенциал, определяемый уравнением (2.62):

$$V' = a \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{r}{a}\right)^n \sum_{m=0}^{n} \left[\bar{g}_n{}^m \cos m\alpha + \bar{h}_n{}^m \sin m\alpha\right] P_n{}^m (\cos\theta), \qquad (7.11)$$

где α — местное время, а не долгота. Считая направление солнечного ветра перпендикулярным диполю, получим $\bar{h}_n^m = 0$ и $\bar{g}_n^m = 0$, если $m + n$ — чет-

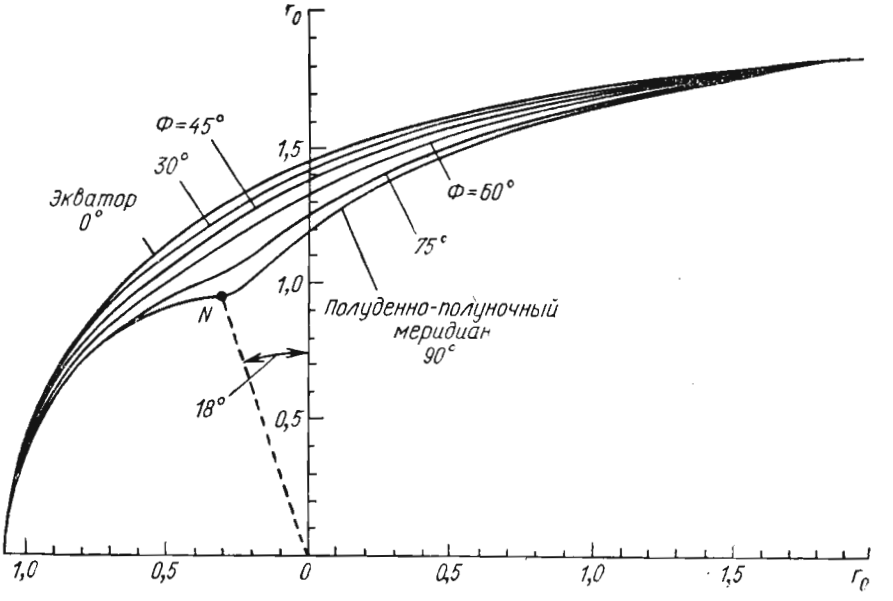


Рис. 7.1. Форма магнитопаузы, получающаяся при пересечении магнитосферы плоскостями, перпендикулярными плоскости эклиптики.

ное. Поле B_i может быть найдено, если известны B_p и B_c. Ограничиваясь первыми двумя членами, Мид [12] получил следующие выражения для B_i:

$$B_\lambda = X = \frac{0{,}31}{r^3} \sin\theta + \frac{0{,}25}{r_B^3} \sin\theta + \frac{0{,}21r}{r_B^4} (2\cos^2\theta - 1)\cos\alpha; \qquad (7.12)$$

$$B_\varphi = Y = \frac{0{,}21r}{r_B^4} \cos\theta \sin\alpha; \qquad (7.13)$$

$$-B_r = Z = \frac{0{,}62}{r^3} \cos\theta - \frac{0{,}25}{r_B^3} \cos\theta + \frac{0{,}43r}{r_B^4} \sin\theta \cos\theta \cos\alpha, \qquad (7.14)$$

где расстояния даны в радиусах Земли, а r_B — расстояние до магнитопаузы в лобовой точке:

$$r_B = 1{,}068 \left[\frac{(0{,}31)^2}{4\pi n m v^2}\right]^{1/6}. \qquad (7.15)$$

Это разложение поля для $n = 2$ с погрешностью до 10% совпадает с вычислениями Мида для всех точек, начиная с r_B. Воспользуемся данными соотношениями для возмущенного магнитного поля, полагая $r_B = 10R_E$. В этом случае $X = 77\gamma$, из которых 46γ (или 60%) обязано поверхностным токам.

На рис. 7.2 показана картина силовых линий возмущенного поля. Силовые линии с $\lambda > 83°$ сдуваются на ночную сторону Земли. При этом, как показано, появляются нулевые точки. Силовым линиям на дневной стороне Земли,

проходящим вблизи нейтральных точек (рис. 7.3), соответствуют кривые с минимумами. Эта модель поля не включает ни эффекта геомагнитного хвоста, ни кольцевых токов. Несколько слабых эффектов могут, складываясь, привести к смещению нейтральных точек от 83 до 80° широты. Однако Мид полагает, что ниже сместить их трудно [12]. Силовые линии на ночной стороне Земли из-за токов в хвосте, возможно, вытягиваются несколько быстрее, чем следует из этой модели. На $10R_E$ в антисолнечном направлении поле было бы 35γ, но в действительности из-за токов в хвосте оно может быть больше или меньше.

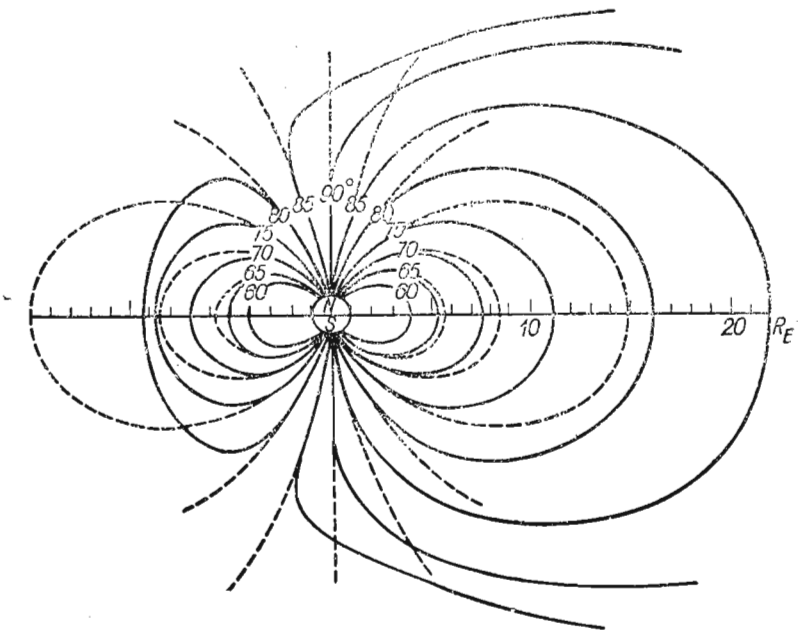


Рис. 7.2. Конфигурация магнитного поля в плоскости меридиана полдень — полночь, построенная по модели Берда—Мида с $r_в = 10R_e$ [12]:
— — — — невозмущенный диполь; ——— деформированный диполь.

Это описание возможно сравнительно хорошо соответствует действительному полю на ночной стороне до $6R_E$ и хорошо соответствует полю на дневной стороне (кроме случаев магнитных бурь).

Как видно из рис. 7.2, геомагнитное поле на дневной стороне поджато солнечным ветром сильнее, чем на ночной. Это означает, что захваченные частицы дрейфуют не по круговым орбитам. Силовые линии с $\lambda < 60°$ или $L < 4$ возмущены не сильно. При $\lambda = 65°$ или $L = 5{,}6$ наблюдается некоторое поджатие силовых линий, а при $\lambda = 70°$ имеется существенное различие в поджатии на ночной и дневной сторонах. Этому значению λ соответствует $L = 8{,}5$, однако при таком большом возмущении определение L перестает действовать. Для $L \sim 6$ определение L должно быть изменено.

Франк и др. [13] по данным с «Эксплорера-14» получили в экваториальной области контуры потоков электронов равной интенсивности с $E > 40$ *кэв* (см. рис. 6.32). Контур потока с интенсивностью $5 \cdot 10^7$ $см^{-2} \cdot сек^{-1}$ на $7R_E$ почти круговой, а контур с интенсивностью потока 10^7 располагается на $9{,}5R_E$ с солнечной стороны и приблизительно на $7{,}3R_E$ с ночной. Насколько это согласуется с моделью Мида?

Рассматривая особый класс захваченных частиц, у которых сохраняется интегральный инвариант $I = 0$, можно понять, каким образом они будут дрейфовать вокруг Земли: они будут оставаться на кривых постоянного B. Модель Мида дает следующие значения для возмущенного магнитного поля $r_B = 10R_E$:

Расстояние по направлению к Солнцу, R_E	B, γ	Расстояние от Солнца, R_E	ΔR, R_E	Расстояние по направлению к Солнцу, R_E	B, γ	Расстояние от Солнца, R_E	ΔR, R_E
10	77	7,7	2,3	6	181	5,7	0,3
9	87	7,4	1,6				
8	102	7,0	1,0	4	480	3,96	0,04

Хеппнер [14] с помощью магнитометра, установленного на ОГО-А, исследовал геомагнитное поле вплоть до $\lambda = 58°$. Он обнаружил, что внутри магнитосферы около полудня с увеличением широты при постоянном R разность $\Delta B = B_{изм} - B_{дип}$ уменьшается от значения большего, чем ожидаемая ве-

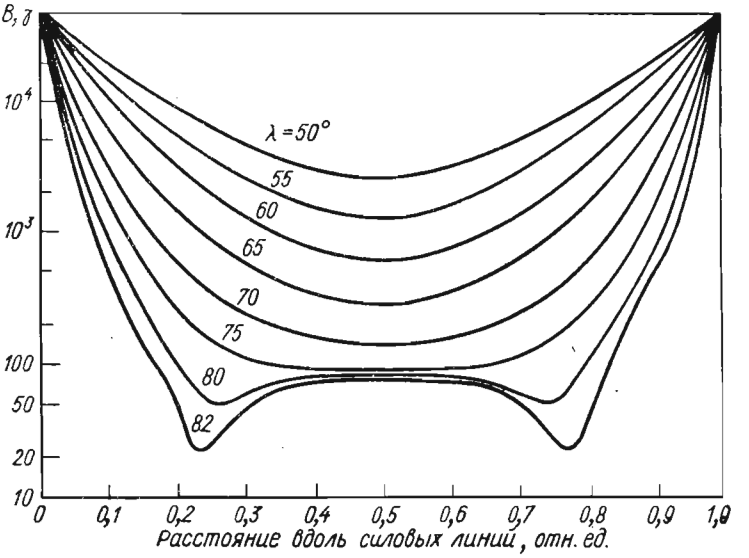


Рис. 7.3. Напряженность геомагнитного поля вдоль силовых линий в плоскости полуденного меридиана.

личина дипольного поля B_d вблизи экватора, до величины, меньшей B_d. За $7R_E$ наблюдается изменение знака ΔB (т. е. ΔB обращается в нуль) между $\lambda = 35$ и 45° для различных орбит спутника. Данные эксперимента согласуются с предсказаниями модели Мида закрытой магнитосферы [12], согласно которой на магнитопаузе при $\lambda = 72°$ существуют нейтральные точки, а обращение ΔB в нуль происходит между $\lambda = 35$—40°. Поле в закрытой модели должно изменяться от $B = 2B_d$ вблизи экватора до $B = 0$ в нейтральной точке. Не ясно, согласуются или нет наблюдения Хеппнера с моделью открытой магнитосферы (см. рис. 7.9). Эта модель формулируется менее количественно, и не известно, будет ли B уменьшаться с увеличением широты, а если да, то насколько сильно.

Картина магнитопаузы, которую мы до сих пор рассматривали, считая движение одночастичным, а отражение зеркальным, является слишком упрощенной. Существование межпланетного магнитного поля означает, что движение частиц взаимосвязано. Солнечная плазма для крупномасштабных процессов, таких, как обтекание вокруг магнитосферы, ведет себя как жидкость. Лиз [15] первым рассмотрел эту проблему с точки зрения гидродинамики. Он использовал модель магнитогидродинамического потока вокруг магнитосферы и считал солнечное магнитное поле параллельным солнечному ветру. Лиз получил форму магнитопаузы и нашел, что она ненамного отличается от формы, вычисленной с помощью одночастичной модели с зеркальным отражением.

Недавние результаты Спрейтера [16] согласуются с этими данными. Как указывалось ранее, пограничный слой в магнитопаузе не является бесконечно тонким. Если протоны и электроны налетают на магнитное поле извне, как это показано на рис. 7.4, они проникают вглубь на один ларморовский радиус. Если энергия протона и электрона одинакова, протон проникает дальше, чем электрон, в $\sqrt{M_p/m_e} \approx 40$ раз. Ширина пограничного слоя равна ларморовскому радиусу протона $R_c \sim 150$ *км* (для протона с энергией $E = 1$ *кэв* в магнитном поле $B = 30\gamma$). Магнитный пограничный слой имеет ту же ширину, что и пограничный слой для частиц. Поле на границе создается движением протонов и электронов. Это приводит к тому, что эффективное поле B, используемое при вычислении R_c, составляет около половины напряженности поля внутри границы. Такая картина является слишком упрощенной, поскольку предполагает нормальное падение и $B_0 = 0$. Однако, по-видимому, элементы истины в этом рассмотрении имеются. Очевидно, ширина пограничного слоя может быть меньше, чем даваемое выше значение R_c. Мы считали, что протоны проникают глубже, чем электроны. Это возможно лишь в том случае, если возникающее из-за разделения зарядов электрическое поле закорачивается. Действительно, тепловая плазма в магнитосфере может перераспределиться и сама закоротить поле. Если поле, образующееся в результате разделения зарядов, не закоротится, протоны не проникнут глубже электронов. Орбиты их тогда будут другие. Электроны дрейфуют на значительное расстояние вдоль границы и создают бóльшую часть поверхностного тока [17]. Как электроны, так и протоны проникают в магнитное поле на расстояние $\sqrt{R_c^e R_c^p}$, которое раз в шесть меньше, чем R_c^p.

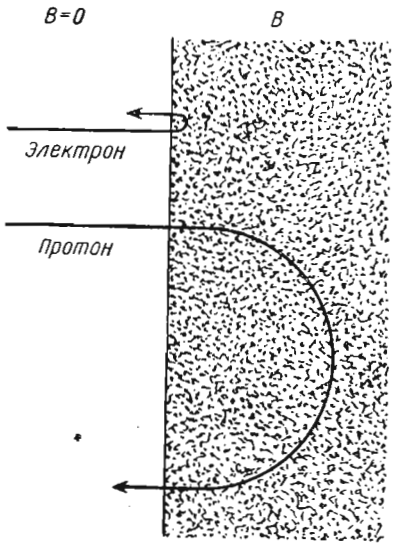


Рис. 7.4. Проникновение заряженных частиц в магнитное поле.

Возможно также, что граница шире R_c. В пограничном слое электроны и протоны движутся в противоположных направлениях, и возможно возникновение двухпотоковой неустойчивости.

Наблюдения за границей. Впервые существование магнитопаузы обнаружили Кахилл и Амазин [18] с помощью магнитометра, установленного на «Эксплорере-12». На рис. 7.5 показана одна из радиальных траекторий спутника вблизи лобовой точки. До $8R_E$ магнитное поле в общем такое, как можно было ожидать для диполя, однако на $8{,}2R_E$ происходит резкое его изменение. Снаружи магнитное поле непрерывно меняется как по величине, так и по направлению. Очевидно, это и есть магнитопауза. Непосредственно перед границей напряженность поля приблизительно вдвое больше напряженности дипольного поля, как и следует из уравнения (7.7). На девяти витках «Эксплорера-12» граница наблюдалась между 8 и $12R_E$. Положение границы согласуется с представлениями о солнечном ветре и с уравнением (7.5).

На рис. 7.6 показано положение границы при различных значениях скорости солнечного ветра и его плотности. Положение границы в интервале от 8 до $12R_E$ согласуется с измеренными значениями скорости и плотности солнечного ветра. Ширина пограничного слоя, измеренная по времени изменения поля от его установившегося значения до возмущенного [18, 20] при известной радиальной скорости спутника, оказалась, как и ожидали, порядка 100 *км*, т. е. порядка ларморовского радиуса протона. По-видимому, эта величина является нижним пределом для действительной ширины границы, так как если бы граница на-

ходилась в движении, то ее ширина казалась бы меньше. Наблюдалось движение границы [21] со скоростями вплоть до 150 *км/сек*. Непосредственно за ней напряженность поля составляла 30—40γ, а само поле преимущественно было направлено на юг.

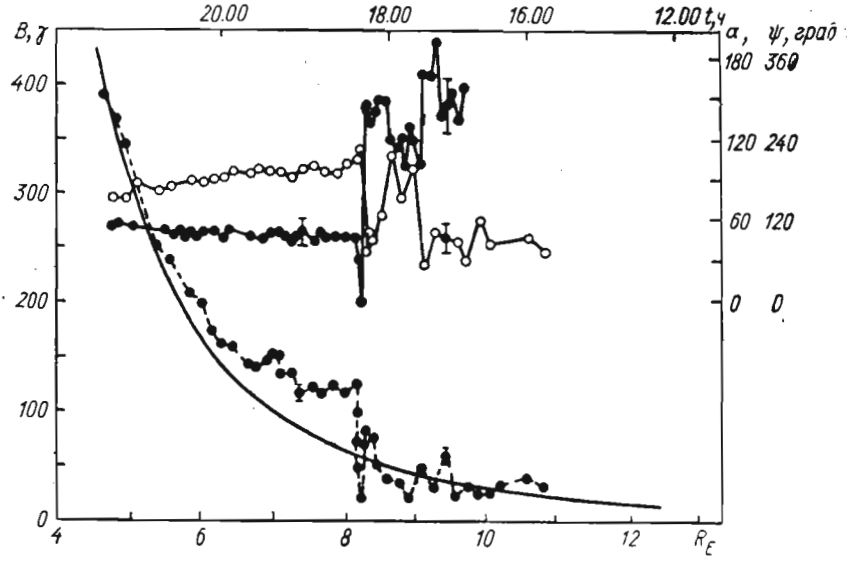


Рис. 7.5. Показания магнитометра на нисходящей части витка 13 сентября 1961 г.

Первое наблюдение, показавшее существование магнитопаузы, было выполнено в 1961 г. на «Эксплорере-10». Магнитометр [22] зарегистрировал внезапное изменение поля от спокойного устойчивого значения к возмущенному на расстоянии $22R_E$ от Земли, когда спутник был примерно на $15R_E$ ниже плоскости эклиптики и на $8R_E$ от плоскости, проходящей через линию Земля — Солнце и перпендикулярной плоскости эклиптики. При этом угол Солнце — Земля — космический корабль составлял около 140°. В то же время, когда наблюдалось изменение поля, плазменный детектор впервые зарегистрировал плазму. В дальнейшем на «Эксплорере-10» было зарегистрировано несколько пересечений границы. На основании этих измерений и данных, полученных на ИМП-1, на рис. 7.7 изображено положение магнитосферы. Штриховая кривая соответствует более ранним измерениям положения магнитопаузы на «Эксплорере-10». Сплошные кривые соответствуют расчетам Спрейтера и Джонса. Несс [24] установил на ИМП-1 рубидиевый магнито-

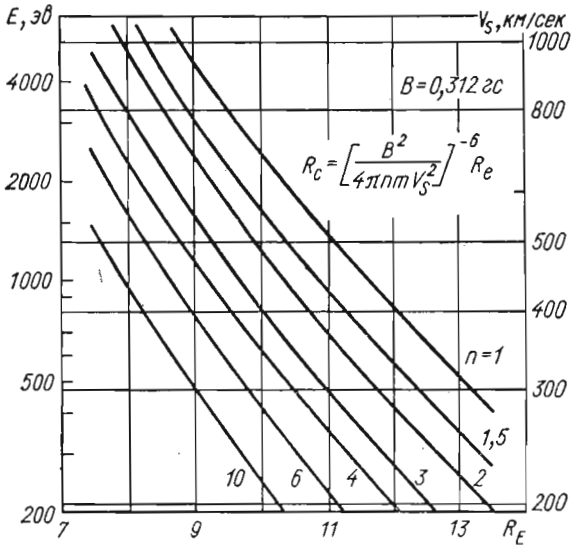


Рис. 7.6. Расстояние до лобовой точки как функция скорости протонов солнечного ветра (или энергии) и плотности плазмы n [24].

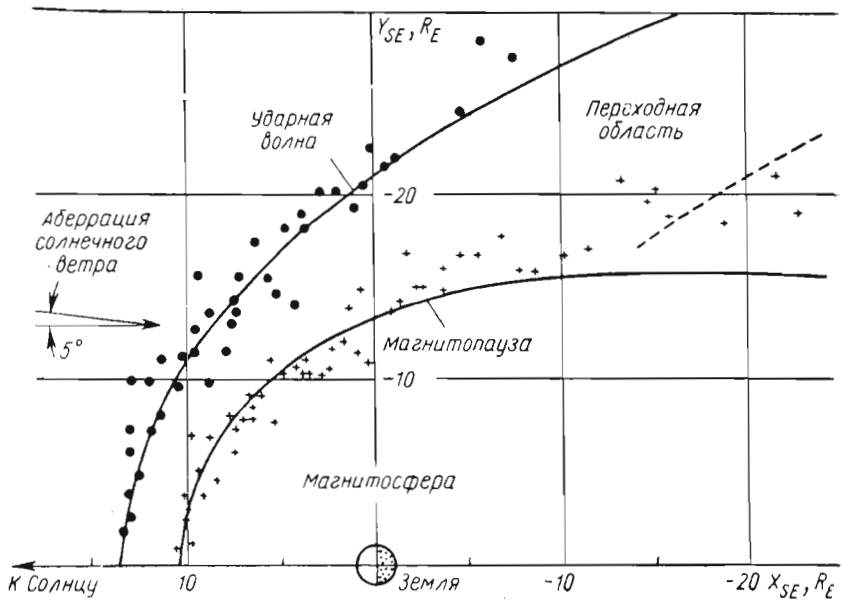


Рис. 7.7. Положение фронта ударной волны и границы магнитопаузы.

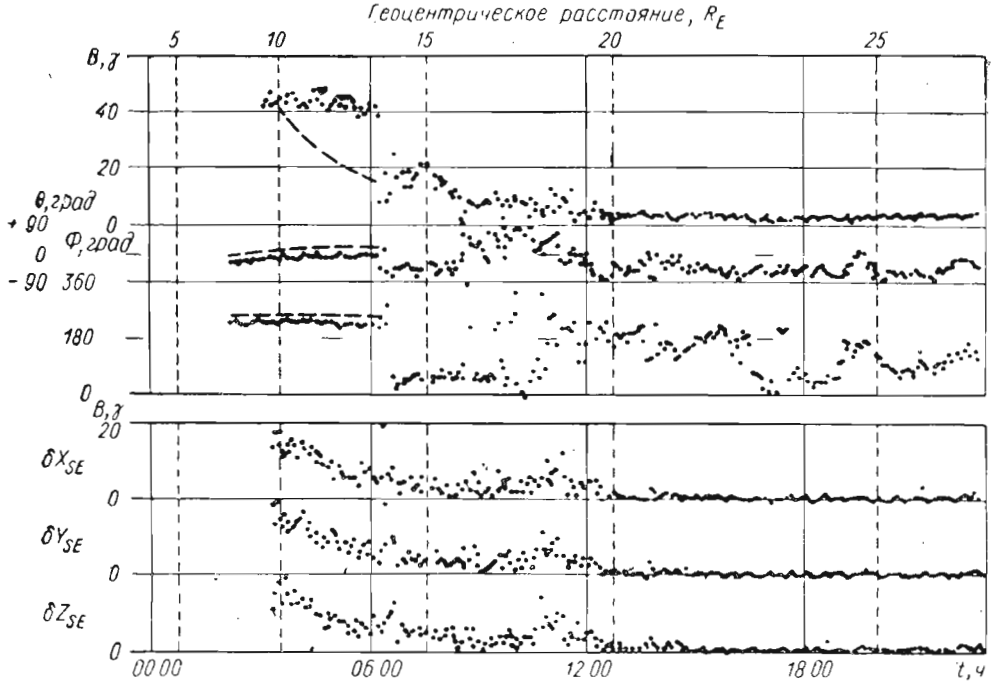


Рис. 7.8. Измерения геомагнитного поля на восходящей орбите 11-го витка спутника ИМП-1 5 января 1964.

метр и два одноосевых магнитометра, измеряющих изменение магнитного потока. Последние позволяли получить вектор напряженности поля, а рубидиевый магнитометр давал абсолютное значение напряженности поля и контролировал нулевые уровни двух других магнитометров. Погрешности в определении поля были меньше $\pm$ 0,5γ. Собственное поле спутника, регистрируемое датчиками, по утверждению Несса, меньше этого значения. ИМП имел очень вытянутую орбиту. Он удалялся до $32R_E$. При запуске угол апогей спутника — Земля — Солнце составлял около 25°.

Эксперимент с магнитометрами дал возможность получить интересные данные о межпланетном магнитном поле, ударной волне и переходной области магнитного поля. Результаты, полученные с одного из витков ИМП, представлены на рис. 7.8. При удалении от Земли на 13,6 R_E величина и направление

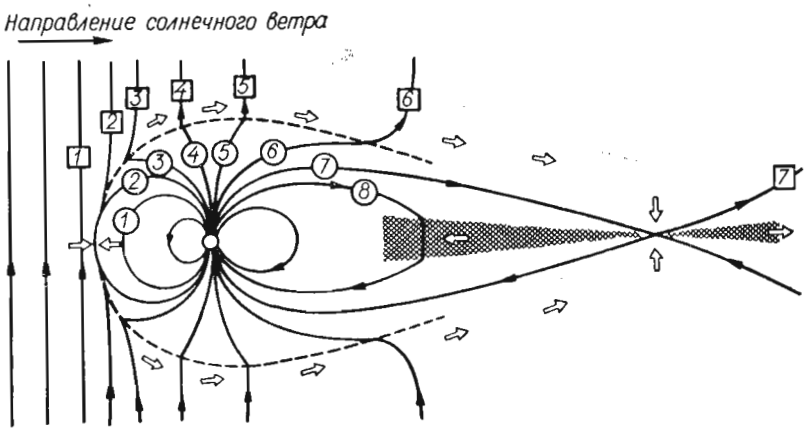


Рис. 7.9. Модель открытой магнитосферы, в которой силовые линии межпланетного магнитного поля связаны с геомагнитными силовыми линиями. Сплошными кривыми показана конфигурация магнитного поля, а светлыми стрелками — движение плазмы.

поля резко изменились, и поле стало флюктуирующим. Перед этой границей направление поля соответствовало дипольному, а напряженность, как и предполагалось для поля вблизи магнитопаузы, была приблизительно вдвое выше по сравнению с ожидаемой напряженностью дипольного поля (штриховые кривые). Очевидно, этот переход на 13,6 R_E и представляет магнитопаузу. При дальнейшем удалении поле оказывается нерегулярным и турбулентным с напряженностью около 15γ. Затем на 19,7R_E наблюдается второе изменение напряженности поля, которое становится несколько меньшим по величине и довольно спокойным. Среднеквадратичные отклонения поля по данным ИМП обычно меньше 1γ. В переходной области отклонения составляют несколько γ. Затем поле оставалось довольно постоянным и равным примерно 4γ в течение 12 часов. Ясно, что изменение поля на 19,7R_E соответствует ударной волне. Ударная волна перед магнитопаузой была предсказана из аналогии со сверхзвуковой аэродинамикой и экспериментально обнаружена Фримэном [132].

Эксперимент на ИМП продолжался достаточно долго и позволил получить хорошую карту положения магнитопаузы. Угол апогей спутника — Земля — Солнце изменялся примерно на 1° за сутки. Орбита спутника оставалась фиксированной в пространстве, а Земля вращалась вокруг Солнца со скоростью 1 *град/сутки*. При определении положения границы были внесены поправки на наклон оси Земного диполя. Когда геомагнитная широта лобовой точки отлична от нуля, размер магнитосферы увеличивается в $K = (1 + 3\sin^2\lambda_{SS})^{1/6}$ раз. В случае наклона оси диполя радиус магнитосферы с учетом множителя K становится равным

$$\frac{R}{R_E} = \left[\frac{B_0^2\,(1 + 3\sin^2\lambda_{SS})}{4\pi n m v^2}\right]^{1/6}. \qquad (7.16)$$

На рис. 7.7 показано положение магнитопаузы. Здесь же для сравнения дана теоретическая форма границы, найденная из одночастичной зеркальной модели [135]. Чтобы учесть отклонение солнечного ветра из-за движения Земли по своей орбите, граница магнитосферы наклонена на 5°. Теория достаточно хорошо описывает форму и положение магнитопаузы на дневной стороне. Граница магнитосферы наблюдалась на $13{,}6R_E$, а ударная волна — на $19{,}7R_E$. Спутник в это время находился приблизительно в положении солнечного терминатора по отношению к линии Земля — Солнце [24].

По крайней мере во время одного из витков спутника ИМП-1 (виток 6) положение магнитопаузы было неопределенным, поскольку величина и направление магнитного поля изменялись в различных точках. Сравнение с данными по захваченным частицам, полученными на той же орбите, показали, что магнитопаузе соответствует положение, где происходит изменение направления поля. Возможно, что в переходной области напряженность достигает значений, равных напряженности поля непосредственно перед границей. Если в переходной зоне существует область с малыми потоками частиц, то из баланса давлений на границе магнитопаузы следует, что $|B_0| = |B_i|$. В случае плазмы с нулевым давлением напряженность поля при переходе через границу должна оставаться постоянной, однако направление поля в этом случае может изменяться. Измерение направления поля вблизи границы показывает, что в пределах 10° по обе стороны границы оно является тангенциальным.

МАГНИТОСФЕРА — ОТКРЫТАЯ ИЛИ ЗАКРЫТАЯ?

Данжи [25, 26] предложил совершенно другую модель магнитосферы. Она основана на предположении о существовании направленного на юг и перпендикулярного плоскости эклиптики магнитного поля Солнца. «Пионер-5» [27], «Эксплорер-12» [18] и ИМП-1 [24] действительно обнаружили в межпланетном пространстве эту компоненту поля, однако в переходной области поле солнечного ветра турбулентно и существование чистой южной компоненты маловероятно. Если такое поле действительно имеется, то, как показано на рис. 7.9, вблизи лобовой точки может существовать магнитная нейтральная точка. Другая нейтральная точка — на ночной стороне магнитосферы. Значительная часть силовых линий (цифры на рис. 7.9) солнечного ветра, налетающих на магнитосферу, может соединяться вблизи нейтральной точки с силовыми линиями поля Земли, а затем переноситься через полюса и пересоединяться вблизи второй нейтральной точки. В области нейтральных точек существуют плазменные потоки (см. рис. 7.9, заштрихованные области). Частицы могут достичь авроральной зоны и полярной шапки, поскольку с ними связаны силовые линии солнечного поля; через нейтральную точку на ночной стороне частицы могут проникать в магнитосферу. Таким образом, частицы, пришедшие от Солнца, могут достичь Земли лишь вблизи полярных областей. Основная же часть магнитосферы остается закрытой, и частицы не могут в нее проникнуть.

В этой модели нет четко выраженной магнитопаузы. Модель называется открытой, потому что геомагнитные силовые линии соединяются с солнечными силовыми линиями. В закрытой модели геомагнитное поле заключено в полости и связь с межпланетным магнитным полем на границе отсутствует. В открытой модели в районе нейтральной точки возникает электрическое поле.

Согласно модели Данжи, рассматривая потоки плазмы через полярную шапку, можно найти потенциал вдоль горизонтальной линии, проходящей через нейтральную точку. Характерные скорости в ионосфере составляют 100 *м/сек*, так что для наблюдателя, находящегося на Земле, кажется, что в этой области существует электрическое поле $\mathbf{V} \times \mathbf{B}$ и приложенный к шапкам потенциал равен

$$\Phi = 10^{-8}\, lvB = 10^{-8}\,(5 \cdot 10^8)\,(10^4)\,(0{,}6) = 3 \cdot 10^4\ в. \qquad (7.17)$$

Если силовые линии являются эквипотенциалами, что, по-видимому, вполне разумно, то такой же потенциал приложен и вдоль линии, проходящей через

нейтральную точку. Чтобы было возможно пересоединение силовых линий, вблизи нейтральной точки X-типа должна происходить диссипация. Необходимо отметить, что в данном случае «закрытая» магнитосфера означает магнитосферу, в которой геомагнитные силовые линии образуют замкнутую систему. Слияния с солнечными силовыми линиями при этом не происходит. Закрытая модель с длинным хвостом является лишь особым случаем, но и эта модель остается закрытой. «Открытая» модель в нашем понимании — это модель, в которой некоторые силовые линии магнитосферы соединены с межпланетным полем.

Каким же образом можно провести различие между моделью закрытой магнитосферы Мида, Берда и Десслера и открытой моделью Данжи и Петчека? На низких широтах для этого имеются две реальные возможности. В модели Данжи магнитное поле из-за связи направленных на юг солнечных силовых линий с геомагнитными имеет нулевую точку X-типа (рис. 7.10, *а*). Если солнечное поле не направлено строго на юг, нулевая точка блуждает по передней полусфере. В закрытой модели магнитосферы на дневной стороне, возможно, существует нулевая точка 0-типа (см. рис. 7.10, *б*). Если межпланетное поле направлено на юг, нулевая точка 0-типа находится в лобовой точке. Сонеруп считает, что по показаниям магнитометра при переходе через границу можно отличить точки X- и 0-типов. Сонеруп и Кахилл [28] рассмотрели данные, полученные во время нескольких витков «Эксплорера-12», для выяснения типа нулевых точек и существования на границе нормальных к ней компонент поля. Если бы такие компоненты существовали, магнитосфера считалась бы открытой. Данные, полученные на «Эксплорере-12», не дают ясных ответов частично из-за $\pm$ 12γ неопределенности в показаниях прибора.

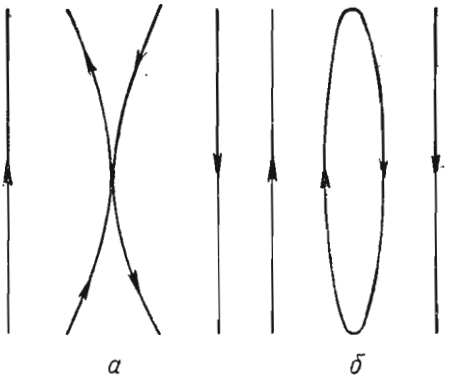


Рис. 7.10. Конфигурации магнитных полей вблизи нейтральной точки.

В модели закрытой магнитосферы на границе не существует нормальной компоненты поля. В открытой модели такие компоненты существовать должны. Некоторым доказательством нормальной компоненты поля было ее обнаружение на «Эксплорере-12» во время главной фазы магнитной бури. Однако перед внезапным началом бури ее не было. Такой переход от закрытой к открытой магнитосфере в течение магнитной бури, по-видимому, согласуется с предположением Сонеруна о том, что главная фаза начинается, когда магнитосфера становится открытой.

Другой возможный способ отличить закрытую магнитосферу от открытой связан с возможным появлением в полярной области солнечных протонов. Если силовые линии, выходящие из полярных шапок, связаны с Солнцем, то можно ожидать, что солнечные протоны будут обнаружены в полярной шапке через время, необходимое для переноса силовых линий мимо Земли, т. е. через несколько минут.

Закрытая модель магнитосферы допускает попадание протонов низких энергий в область вблизи авроральной зоны. В область полярной шапки протоны будут диффундировать из авроральной зоны. Михель и Десслер [29] рассчитали, что протонам низких энергий с $E_p < 5$ *Мэв* потребуется несколько часов, чтобы продиффундировать поперек силовых линий и достичь полюса.

Ван Аллен [30] показал, что солнечные протоны сначала были зарегистрированы на «Инджуне-2» вблизи полюса (а не вблизи авроральной зоны) и в дальнейшем наблюдались на более низких широтах, что противоречит закрытой модели магнитосферы. Десслер же обратил внимание на то, что характер распрост-

ранения протонов, по-видимому, не согласуется ни с открытой, ни с закрытой моделью.

Хакура [32], используя данные по $f_{мин}$, проанализировал временное развитие нескольких РСА-событий. Эволюция одного подробно исследованного и довольно характерного события 7 июля 1958 г. показана на рис. 7.11. Первая фаза (рис. 7.11, *а*) была ограничена в малой области выше $\lambda = 80°$ в южной части. За короткое время ионизованная область начала двигаться в сторону

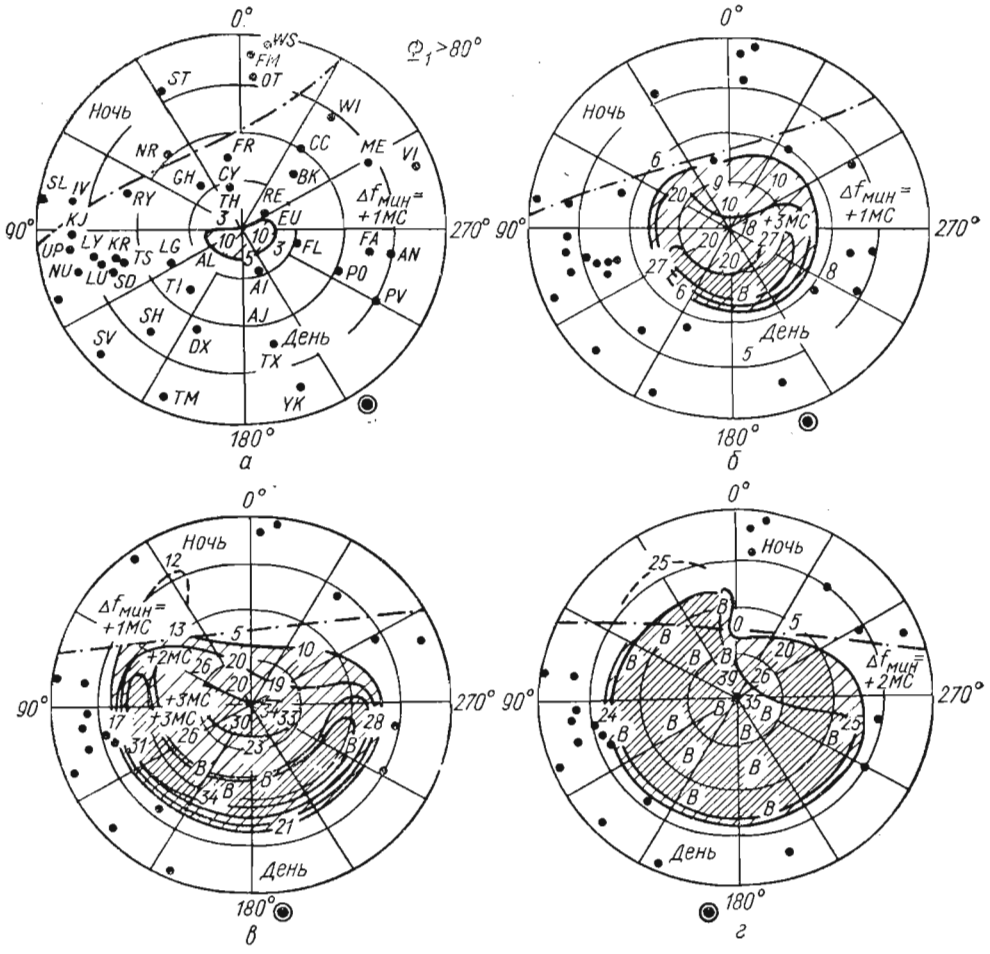


Рис. 7.11. Ранние стадии развития РСА-события 7 июля 1958 г., прослеженные по измерениям $\Delta f_{мин}$ на поверхности Земли. Показания северной станции представлены в геомагнитных координатах. Положение Солнца показано кружком с точкой. Точками показано расположение наземных станций и дано их условное обозначение.

более низких широт, и на промежуточной стадии (см. рис. 7.11, *в*) наблюдалось внезапное усиление ионизации вдоль авроральной зоны с солнечной стороны. Область полярного провала (обозначенная *В*) постепенно уширялась вправо. Это продолжалось около 4 *ч*, т. е. до тех пор, пока вся полярная шапка не покрылась областями сильного поглощения (затемнения) (см. рис. 7.11, *г*).

Хакура [32] считает, что некоторые фазы временной эволюции подтверждают модель Десслера—Михеля. Хесс полагает, что можно согласиться с этим, но лишь с двумя оговорками:

1. Доказательств существования длинного хвоста, по-видимому, нет, и то, что ночная сторона авроральной зоны на ранних стадиях не заполнена районами затемнения (см. рис. 7.11, *в*), является обратным тому доказательством. Длин-

ный хвост был предложен для того, чтобы объяснить попадание частиц на ночную сторону авроральной зоны.

2. Ни одна модель, по-видимому, не объясняет раннюю стадию (см. рис. 7.11, *а* и *б*). Данный вопрос остается нерешенным.

Лин и Андерсон [34], изучая электроны с $E_e > 40$ *кэв*, испускаемые Солнцем при вспышках, получили дополнительную информацию о структуре геомагнитного хвоста. Они наблюдали на спутнике ИМП-3 семь всплесков в межпланетном пространстве и пять всплесков глубоко в хвосте магнитосферы (вдали от квазинейтрального слоя и внешней границы хвоста). Время запаздывания с момента вспышки до появления частиц на расстоянии 1 астрономической единицы (*а. е.*) было по существу, одним и тем же как внутри хвоста, так и вне его.

Потоки электронов с $E_e > 40$ *кэв*	Время запаздывания, *мин*	Время восстановления, *мин*
7 всплесков в межпланетном пространстве	От 31 до 44	От 20 до 60
5 всплесков внутри хвоста	От 19 до 38	От 3 до 15

Несколько меньшему времени запаздывания внутренних всплесков, по-видимому, не следует придавать большое значение. Оно связано с тем, что эта группа имела всплески большей интенсивности. Важной особенностью этих измерений является то, что всплески солнечных электронов, наблюдаемые в геомагнитном хвосте, не отличаются заметно от всплесков в межпланетном пространстве [34]. Поэтому авторы делают вывод, что по крайней мере часть силовых линий хвоста непосредственно связана с силовыми линиями межпланетного поля. Это подтверждает гипотезу о быстром слиянии силовых линий, исключает модель геомагнитного хвоста протяженностью в несколько *а. е.* и сильно противоречит моделям геомагнитного хвоста, согласно которым требуется несколько часов, чтобы частицы продиффундировали в хвост [29].

Фэрфилд и Кахилл [33], сравнивая земные магнитограммы арктических наблюдений с показаниями магнитометра на «Эксплорере-12», обнаружили определенную связь между солнечным магнитным полем в переходной области и геомагнитным полем в полярных районах. Поля, имеющие в переходной области южную компоненту, связаны с высокоширотными возмущениями, тогда как поля, направленные на север, связаны с полем в полярной зоне, регистрируемым в спокойный период. Когда магнитное поле меняет свое направление на обратное от N к S, всегда наблюдается возрастание DS-токов. При этом часто на довольно умеренную систему DS-токов накладываются магнитные бухты или полярные суббури. Для возникновения бухт необходимо существование южной компоненты поля, а не внезапное изменение знака.

Был замечен и другой важный класс явлений при изменении направления внешнего поля. По-видимому, оно ответственно за спокойные периоды между полярными суббурями. Когда поле меняет знак, возмущение начинает уменьшаться, однако проходит час или даже больше, прежде чем возмущение становится достаточно малым. Это означает, что при сильном (но ослабевающем) возмущении направление внешнего поля может быть северным. Данные наблюдения согласуются с моделью открытой магнитосферы. Когда межпланетное поле направлено на юг, силовые линии могут соединяться с геомагнитными силовыми линиями, и магнитосфера является открытой. При этом в полярной шапке возникнет электрическое поле $\mathbf{V} \times \mathbf{B}$, которое может привести к образованию системы DS-токов, аналогичных току Холла. Магнитные бухты доказывают существование сильных электрических полей и больших токов.

Когда межпланетное поле направлено на север, положение полностью изменяется. Межпланетное поле противоположно по направлению полю в полярной шапке и не может оставаться связанным с геомагнитным полем. Соединения полей не происходит, и электрических полей, способных создать большие токи, не возникает. Длительное существование такого поля должно было бы привести к образованию закрытой магнитосферы.

Хотя модель с пересоединением полей, по-видимому, может объяснить общие свойства наблюдаемых эффектов, вопрос о природе бухт или полярных суббурь все еще не ясен. Поскольку появление бухт не всегда сопровождается изменением направления поля с северного на южное, это явление требует отдельного объяснения. Неожиданные эффекты, которые часто наблюдаются в момент появления бухт, возможно, связаны с определенного рода неустойчивостью. Данжи связывает это с возникновением в полярной шапке плазменного потока, пока неустойчивость в хвосте не приведет к быстрому разрыву силовых линий межпланетного поля и возникновению суббури. Изучение топологии магнитного поля на высоких широтах — это лучший способ выяснения правильности открытой или закрытой модели магнитосферы. Действительно ли в районе $\alpha \approx 80°$ имеются нейтральные точки? Существует ли над полярной шапкой магнитопауза, на границе которой $B_\perp = 0$? Сопряжены ли явления, наблюдаемые в полярных областях?

Вполне вероятно, что каждая из картин, открытая и закрытая, может оказаться правильной в определенное время. Некоторая связь солнечных силовых линий с геомагнитными, возможно, действительно имеется. Однако когда направление солнечного поля быстро изменяется, магнитосфера из открытой становится закрытой. Это приводит к тому, что нейтральная точка будет значительно перемещаться, а полярные силовые линии будут частично связаны с солнечными, а частично нет. Поэтому иногда следует ожидать сопряженности явлений в полярных сияниях.

Слияние силовых линий. Один из наиболее важных процессов, определяющих применимость открытой или закрытой модели, — это процесс пересоединения силовых линий. До настоящего времени пересоединение находило наибольшее применение в вопросе о солнечных вспышках. Полагают, что энергия солнечной вспышки запасена в магнитном поле и освобождается в результате пересоединения силовых линий. Пересоединение требует конечной проводимости плазмы. В случае бесконечно проводящей жидкости две точки, расположенные первоначально на одной силовой линии, остаются на ней неограниченно долго, и поэтому силовые линии никогда не смогут разорваться и пересоединиться. Если пренебречь скоростью потока v, то изменение магнитного поля описывается диффузионным уравнением (2.118)

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{c^2}{4\pi\sigma}\,\Delta B. \tag{7.18}$$

Время диффузии поля на расстояние L (уравнение 2.119)

$$\tau \sim L^2\,\sigma/c^2, \tag{7.19}$$

а скорость диффузии

$$v_{D_i} = L/\tau = c^2/L\sigma. \tag{7.20}$$

Если поставить в уравнение (7.20) характерный масштаб изменения магнитного поля, то слияние силовых линий в результате обычной диссипативной диффузии получается слишком медленным, чтобы его рассматривать. Однако, как показал Свит [36], если поле обладает одной или более нейтральными точками, то в окрестности этих точек скорость заметно возрастает. В нейтральных точках магнитная сила исчезает, силовые линии сближаются и на сравнительно малом расстоянии δ поле меняет знак (рис. 7.12, *а*). Тогда в окрестности этой точки диффузионное время составляет $\delta^2\sigma/c^2$, т. е. значительно меньше времени, которое следует из уравнения (7.19). Свит рассмотрел нейтральную

точку между двумя диполями, которая соответствует лобовой точке (см. рис. 7.12, *а*). Силовые линии движутся вместе с жидкостью, приближаясь к нейтральной точке, где они разрываются и пересоединяются, поскольку направление потока жидкости меняется на 90°. Так как в нейтральной точке (в двумерном случае в нейтральной линии) $B = 0$, силовая линия претерпевает разрыв, процесс слияния силовых линий можно рассматривать как результат их исчезновения и последующего появления в новой конфигурации, определяемой движением жидкости. Данжи показал, что магнитные силы $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ приводят к возникновению плазменного потока в окрестности нейтральной точки (см. рис. 7.12, *а*). Анализируя это, Паркер [37] предположил, что

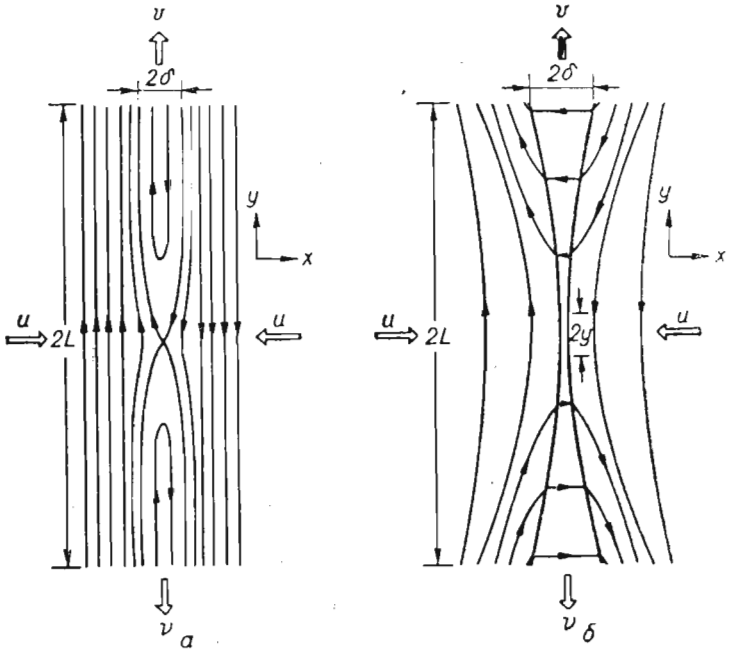


Рис. 7.12. Конфигурация магнитного поля в модели Свита — Паркера (*а*); жидкость движется к границе с обеих сторон и затем вытекает вдоль границы. Конфигурация потока с учетом стоячих волн (*б*).

возникает устойчивое течение из нейтральной точки вдоль пограничного слоя шириной 2δ. Поток жидкости сближает силовые линии, и градиент поля возрастает. Потери на джоулево тепло увеличиваются, и происходит быстрое схлопывание поля.

Рассмотрим, как действует механизм Свита в предположении несжимаемой жидкости и двумерного потока в xy-плоскости. Из рис. 7.12, *а* для установившегося потока следует, что жидкость, движущаяся к пограничному слою, должна компенсироваться жидкостью, вытекающей вдоль границы, т. е.

$$U_x L = v_y \delta. \tag{7.21}$$

Так как области с противоположно направленными полями подталкивают жидкость, скорость v_y вдоль границы нарастает, пока не достигнет альвеновской скорости V_A. Когда вещество ускоряется до скорости V_A, вся магнитная энергия переходит в кинетическую, так как

$$B^2/8\pi = \rho V_A^2/2. \tag{7.22}$$

Вблизи нейтральной точки, где $B = 0$, а скорости малы, закон Ома можно записать в виде

$$j_z = \sigma \mathscr{E}_z, \tag{7.23}$$

где j_z и $\mathscr{E}_z$ — плотность тока и электрическое поле, соответственно направленные вниз от плоскости (см. рис. 7.12, *а*). Для установившегося потока $\mathbf{v}\cdot\mathscr{E}=0$, так что $\mathscr{E}_z=C$. Величину $\mathscr{E}_z$ оценим из уравнения (2.116). Вблизи нейтральной точки, где $j=0$,

$$\mathscr{E}_z = U_x B_y/c. \tag{7.24}$$

Изменение B поперек пограничного слоя составляет $2B_y$. Отсюда, используя уравнение (2.113), можно найти ток на границе

$$\frac{4\pi}{c} j_z = \frac{2B_y}{2\delta}. \tag{7.25}$$

Тогда

$$U_x = c^2/4\pi\sigma\delta. \tag{7.26}$$

Из этих соотношений получаем

$$U_x = c\left(\frac{V_A}{4\pi L\sigma}\right)^{1/2}; \tag{7.27}$$

$$\delta = \left(\frac{c^2 L}{4\pi\sigma V_A}\right)^{1/2}. \tag{7.28}$$

Вводя безразмерный параметр — магнитное число Рейнольдса Re_m

$$\mathrm{Re}_m = 4\pi L\sigma V_A/c^2, \tag{7.29}$$

запишем выражение для скорости слияния в виде

$$U_x = V_A\,\mathrm{Re}_m^{-1/2}. \tag{7.30}$$

Обычно Re_m достаточно велико, так что скорость сравнительно мала и не может обеспечить быстрое слияние силовых линий.

Петчек модифицировал эту теорию [38]. Он предположил, что от пограничного слоя распространяются альвеновские волны. Эти волны в сочетании с диффузионным потоком в пограничном слое могут создать установившуюся картину (см. рис. 7.12, *б*). В небольшой области вблизи нейтральной точки, где $B\sim 0$, преобладает диффузия, но уже на малом расстоянии y диффузия становится несущественной, и магнитная сила $\mathbf{j}\times\mathbf{B}$ ускоряет частицы до альвеновской скорости V_A. В этом случае

$$U_x\, y = v_y\,\delta, \tag{7.31}$$

где y — характерный размер диффузионной области. Так как y мало и $v_y\sim V_A$, то U_x может быть достаточно большой.

Из конфигурации силовых линий (см. рис. 7.12, *б*) следует, что в веере между волнами магнитная энергия значительно уменьшается. Она трансформируется в кинетическую энергию плазмы, которая движется веером наружу (см. рис. 7.12, *б*). Так как альвеновская скорость не зависит от проводимости, то скорость, с которой трансформируется энергия, также не зависит от проводимости. Поскольку скорость диффузии с ростом проводимости падает, можно ожидать, что волновой механизм распространения будет играть важную роль при высокой проводимости. Петчек [38] проанализировал этот случай и нашел, что максимальная скорость слияния определяется выражением

$$U_x = \frac{V_A\,\pi}{4\ln\left(\dfrac{8\pi\sigma L U_x^2}{c^2 V_A}\right)}. \tag{7.32}$$

Характерно, что скорость слияния лишь логарифмически зависит от проводимости, и поэтому для широкого интервала значений она будет достаточно велика. В волновой модели Петчека диффузионная область существует лишь

вблизи нейтральной точки и скорость диффузии много выше, чем в механизме Свита, поскольку характерный масштаб диффузионной области L значительно меньше. Анализ показывает, что

$$U_x \sim V_A/10. \tag{7.33}$$

Десслер и Михель [40] считают, что модель Петчека не совсем справедлива, поскольку в действительности σ — тензор с большой мнимой частью, а не скаляр, как полагал Петчек. Вблизи магнитопаузы кулоновские столкновения отсутствуют, и, следовательно, σ — тензор. Однако возможно, что в переходной

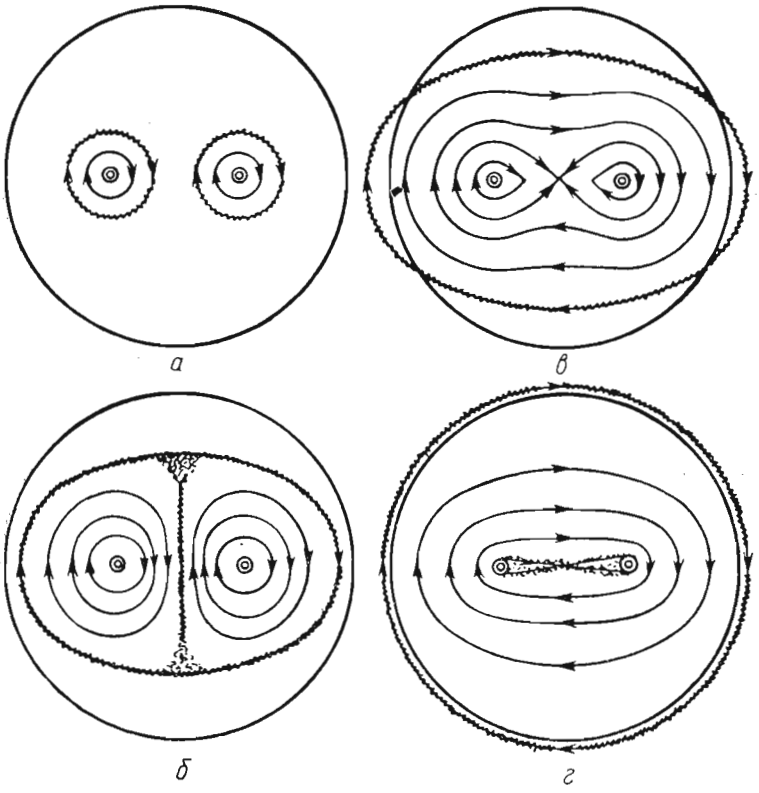


Рис. 7.13. Эксперимент Братенола, демонстрирующий быстрое слияние силовых линий. Точками показана область свечения плазмы.

области существуют какие-то процессы, приводящие к изотропизации протонных потоков вблизи лобовой точки, что, в свою очередь, приведет к изотропизации σ. В геомагнитном хвосте, где происходит процесс пересоединения силовых линий, σ может оставаться существенно анизотропной. Этот вопрос пока еще не выяснен.

Десслер и Михель [40] показали, что время слияния силовых линий должно быть в несколько раз больше времени ион-ионных или ион-атомных столкновений $1/\nu$, так как процесс слияния предусматривает диссипацию магнитной энергии. Время $1/\nu$ велико по сравнению со временем, найденным Петчеком. Однако такие диссипативные процессы, как диссипативная неустойчивость [41], рассмотренная Яагги, или другие неустойчивости [42], генерирующие волны в плазме, могут ускорить процесс слияния. Справедливости ради необходимо отметить, что мы еще не можем точно вычислить скорость пересоединения силовых линий. Стерн [43] высказал предположение, что если в двумерной модели Паркера (см. рис. 7.12, *а*) учесть кривизну силовых линий вдали от нейтральной точки, то это также должно дать значительно большую скорость слияния.

Существует и экспериментальное подтверждение процесса быстрого слияния силовых линий. Братенол и Хёрч [44] в эксперименте с двойным обратным пинчем возбуждали две цилиндрические ударные волны, движущиеся навстречу друг другу (рис. 7.13, *а*). Между ударными волнами имеется нейтральная линия. Когда волны сталкиваются, формируется плоский пинч (см. рис. 7.13, *б*). Измерения с помощью магнитных зондов показали, что пинч быстро распадается и принимает форму восьмерки (см. рис. 7.13, *в*). При этом происходит сильное переплетение потока (см. рис. 7.13, *б* и *в*). Процесс слияния в данном эксперименте не непрерывен: сначала формируется плоский пинч (см. рис. 7.13, *б*), который затем внезапно распадается в нейтральную линию X-типа (см. рис. 7.13, *в* и *г*). Затем вновь образуется плоский пинч и весь процесс повторяется. Братенол указал, что плоский пинч неустойчив по отношению к диссипативной неустойчивости*, и, следовательно, конфигурация поля с нейтральной точкой X-типа неравновесна. Поэтому система может осциллировать между этими двумя состояниями. Сейчас еще не ясно, можно ли этот эксперимент сопоставлять с явлениями, происходящими в космосе.

ВЫСОКОШИРОТНАЯ ГРАНИЦА ОБЛАСТИ ЗАХВАЧЕННОЙ РАДИАЦИИ

Измерения на нескольких спутниках показали, что на высоких широтах потоки захваченных электронов обнаруживают суточные вариации. Захваченная радиация обрывается на некоторой определенной широте. С помощью детекторов, установленных на спутнике «Инджун-1», О'Бриен показал, что на высоте 1000 *км* захваченные электроны с $E_e > 40$ *кэв* наблюдаются лишь вплоть до $\Lambda_D = \arccos(L)^{1/2} \approx 75°$ в полдень по местному времени и до $\Lambda_N \approx 69°$ в полночь по местному времени [45]. Мак-Диармид [46], проведя измерения также на высоте 1000 *км* на спутнике «Алуэт», обнаружил, что высокоширотная граница захваченных электронов с потоками $j > 1{,}5 \cdot 10^4$ *см*$^{-2} \cdot$ *сек*$^{-1} \cdot$ *стер*$^{-1}$ составляла $\Lambda_N = 71°$ в полночь и $\Lambda_D = 76°$ в полдень. Франк и др. [47] на спутнике «Инджун-3» получили, что для электронов с $E_e > 40$ *кэв* $\Lambda_D = 77°$ и $\Lambda_N = 69°$. Вильямс [48] с помощью счетчиков, установленных на спутнике 1963-38в, показал, что для электронов с $E_e > 0{,}28$ *Мэв* границы захвата составляют соответственно $\Lambda_D = 72°$ и $\Lambda_N = 69°$ (рис. 7.14 и 7.15). Данные, полученные для электронов с $E > 1{,}2$ *Мэв* на спутнике 1963-38 с, по существу совпали с результатами, полученными для электронов с $E_e > 0{,}28$ *Мэв*. Все измерения проводились в спокойный период при $K_p < 4$. Тот факт, что суточная вариация высокоширотной границы захвата электронов с $E_e > 40$ *кэв* больше, чем соответствующая вариация границы для электронов более высоких энергий, связан, по-видимому, с электрическими полями.

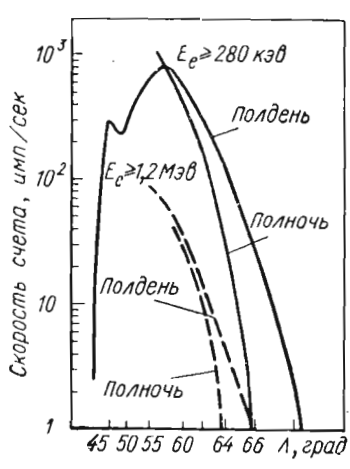


Рис. 7.14. Зависимость скорости счета двух детекторов от инвариантной широты Λ. Измерения проводились со 2 по 12 октября 1963 г.

Несколькими авторами [49, 50] было высказано предположение, что суточная вариация границы захвата вызвана искажением магнитосферы солнечным ветром. Однако расчет, выполненный Мелвиллом [49], использовавшим модель, аналогичную модели Мида [12], дал величину широтного смещения порядка $\Lambda_D - \Lambda_N \sim 1°$, что значительно меньше наблюдаемых значений. Рид и Рис [51] нашли, что для экваториальных частиц $\Lambda_D - \Lambda_N \sim 10°$. Однако их расчеты выполнялись в предположении невозмущенного диполя, что не соот-

* Tearing-mode.

ветствует действительности и дает значительно бóльшие значения. Вильямс и Мид [52] пересмотрели свои ранние расчеты, используя более реальную модель магнитного поля, и нашли, что значения $\Lambda_D - \Lambda_N$ согласуются с наблюдениями. Они предполагали, что электроны дрейфуют по долготе в возмущенном магнитном поле, сохраняя первые два адиабатических инварианта μ и I.

Сохранение

$$I = \int_{-l_m}^{+l_m} \sqrt{1 - B/B_m}\, dl \tag{7.34}$$

фактически соответствует требованию, чтобы частица дрейфовала по силовым линиям постоянной длины. В возмущенном геомагнитном поле, поджатом на дневной стороне и вытянутом на ночной, частицы дрейфуют ночью в более

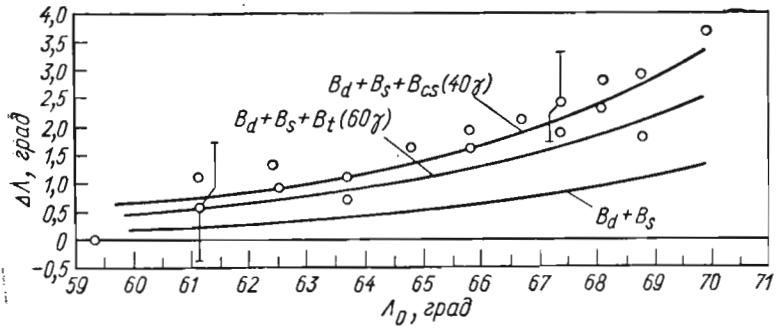


Рис. 7.15. Суточные вариации верхней границы области захваченной радиации $\Delta\Lambda$ в зависимости от инвариантной широты Λ_D. Для сравнения показаны расчетные (сплошные) кривые для $\Delta\Lambda$, полученные с учетом магнитного поля поверхностных токов в магнитопаузе (B_s), магнитного поля в хвосте (B_t) и поля, возникающего из-за токового слоя в хвосте (B_{cs}) [52].

низкие широты, поскольку сохраняется второй адиабатический инвариант I. Если скорости потерь и рождения частиц малы по сравнению с дрейфовыми временами, то поток частиц при данных B_m и I остается постоянным. Поэтому для нахождения разности $\Lambda_D - \Lambda_N$ необходимо найти широты поверхностей постоянного I. Это можно сделать в дипольном приближении, так как по определению инвариантная широта находится для эквивалентного дипольного поля.

Модель поля, использованная Вильямсом и Мидом [52] (рис.7.16), представляет собой дипольное поле (B_d) с поверхностными токами, создающими соответствующую переднюю магнитную поверхность (B_s) и поле на ночной стороне, согласующееся с измерениями Несса [24] на ИМП-1. Поле геомагнитного хвоста (B_{cs}) образуется токовым слоем, который начинается приблизительно на $10R_E$ на ночной стороне Земли и простирается далеко назад. Значения I определяли для токового слоя, протянувшегося от $10R_E$ до $40R_E$ и создающего магнитное поле 40γ. Найденные при этом значения $\Delta\Lambda$ хорошо согласуютсяс наблюдениями (см. рис. 7.15). Если оборвать токовый слой на меньшем расстоянии от Земли, то это приведет к увеличению $\Delta\Lambda$. Замкнутые силовые линии на ночной стороне простираются лишь на $7R_E$ и пересекают Землю на $\Lambda \approx 69°$. Описание поля на ночной стороне несколько произвольно и одинаково хорошо согласуется с результатами, полученными при использовании других значений B_{cs} поля, например токового слоя, простирающегося от $8R_E$ до $100R_E$ и создающего магнитное поле 23γ. Результаты этого анализа показали, что для получения $\Delta\Lambda$, согласующегося с наблюдениями, необходимо использовать модель геомагнитного поля с хвостом на ночной стороне. Более

того, система токов, дающая согласие с экспериментом, достаточно близка к той, которая следует из измерений Несса в хвосте магнитосферы. Суточную вариацию верхней граничной широты для захваченных электронов с $E_e > 0{,}28$ *Мэв* и $E_e > 1{,}2$ *Мэв* можно объяснить на основе адиабатического движения захваченных частиц. Такое объяснение для электронов с $E_e > 40$ *кэв*, по-видимому, не проходит. Электроны с $E > 40$ *кэв* обнаруживаются на значительно более высоких широтах, чем электроны с $E > 280$ *кэв*. Однако этот эффект происходит главным образом на дневной стороне.

E, *кэв*	Λ_N, *град*	Λ_D, *град*
>40	69—71	<75—77
>280	69	72

О'Бриен [45] предположил, что, возможно, на дневной стороне магнитосферы существует более или менее непрерывный источник электронов с $E > 40$ *кэв*, который, вероятно, и приводит к большим значениям Λ_D. Это может также происходить из-за электрических полей. Вильямс обнаружил, что во время магнитных возмущений значения Λ_N и Λ_D изменяются. Λ_D обычно

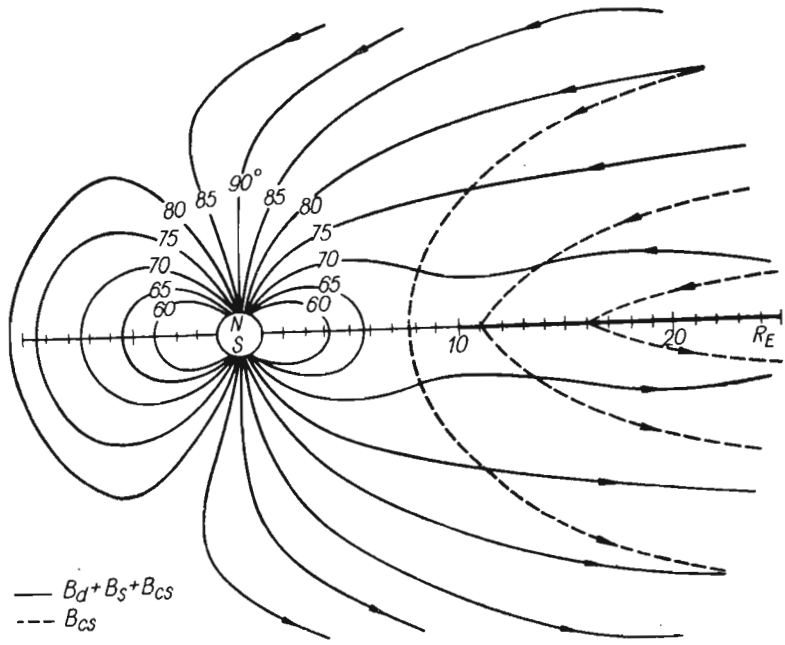


Рис. 7.16. Модель геомагнитного поля Мида.

возрастает. Во время бурь частицы были обнаружены на значительно более высоких широтах на дневной стороне. На ночной стороне Λ_N обычно при магнитных возмущениях уменьшается. Во время главной фазы магнитной бури в апреле 1964 г. аппаратура, установленная на спутнике 1963-38c, обнаружила резкое смещение границы захвата с $\Lambda = 67°$ до $\Lambda = 61°$ (рис. 7.17). В то же время магнитометр на ИМП-1 зарегистрировал повышение магнитного поля в хвосте приблизительно от 15 до 30γ. Это доказывает [53], что силовые линии переносятся в геомагнитный хвост, увеличивая магнитное поле и уменьшая Λ_N. Смещение Λ_N и наблюдавшийся рост магнитного поля в хвосте согласуется с уравнением (7.37). Частицы, захваченные на силовые линии, которые уносятся в хвост, инжектируются на далекие силовые линии, понижая границу захвачен-

ной радиации, в результате чего и возникают электронные островки, наблюдаемые в этих областях [54].

Фритц и Гарнет [55], используя данные электронного умножителя, установленного на спутнике «Инджун-3», обнаружили кратковременные импульсы высыпаемых в атмосферу электронов с $E_e > 10$ *кэв*. Значительные потоки электронов ($j > 2 \cdot 10^7$ */см²·сек·стер*) наблюдались лишь в ночное время от 17.00 до 07.00 *ч* и на широтах $58° < \Lambda < 76°$. При больших K_p наблюдалось увеличение электронных потоков. Было обнаружено, что на границе области захвата или вблизи ее происходит изменение энергетического спектра электронов. На низких широтах, вблизи границы, спектр электронов с энергией в интервале от 10 до 40 *кэв* можно представить в виде степенного закона с $2{,}2 < \gamma < 2{,}8$, тогда как за границей спектр становится мягче и $6{,}8 < \gamma < 7{,}3$. Фритц и Гарнет полагают [55], что между этими электронами и электронами, наблюдавшимися Фримэном [86] и Грингаузом [83] на больших высотах на ночной стороне Земли, имеется определенная связь.

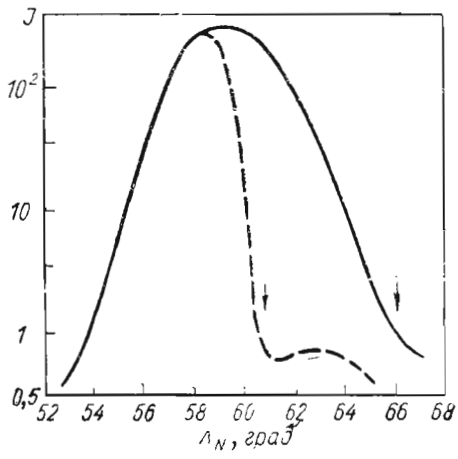


Рис. 7.17. Поведение верхней границы захвата Λ_N (показано стрелками) перед магнитной бурей, наблюдавшейся 1—2 апреля 1964 г. (сплошная кривая) и во время главной фазы этой бури (штриховая кривая).

Мак-Диармид и др. [56] обнаружили на ночной стороне, выше области захвата, большие всплески электронов с $E_e > 40$ *кэв* и потоками вплоть до $j = 10^9$ *см*$^{-2}$·*сек*$^{-1}$·*стер*$^{-1}$. Мак-Диармид и Барроуз [57] считают, что эти электронные потоки достаточны, чтобы обеспечить электронами весь внешний пояс захваченной радиации. Однако они не предлагают механизма, в результате которого это может произойти.

ВНЕШНЯЯ ГРАНИЦА ОБЛАСТИ ЗАХВАЧЕННОЙ РАДИАЦИИ

Что определяет внешнюю границу области захваченной радиации? Термин «захваченная» означает, что частица способна продрейфовать вокруг Земли более одного раза, а не просто совершить несколько колебаний между зеркальными точками. Является ли действительно граница области захваченной радиации границей геомагнитного поля? Мы знаем, что в геомагнитном хвосте нет долгоживущих захваченных частиц и, следовательно, геомагнитное поле не полностью заполнено частицами. Рассмотрим адиабатическое движение захваченных частиц. Частицы с питч-углом $\alpha_0 = 90°$ или, что эквивалентно, с $I = 0$ дрейфуют вокруг Земли, оставаясь при этом на силовых линиях постоянного поля B, что непосредственно следует из уравнения (2.15). Используя модель магнитного поля Мида [уравнение (7.12)], находим, что на ночной стороне экваториальные частицы приближаются к Земле (рис. 7.18).

Мид [58] показал, что для частиц с малыми питч-углами имеет место обратный эффект. Эти частицы, дрейфуя вокруг Земли, отражаются приблизительно на одинаковой высоте, определяемой лишь магнитным полем Земли и не зависящем существенно от поверхностных и хвостовых токов. Сохранение второго инварианта для этих частиц в предположении постоянной энергии означает выполнение следующего равенства:

$$I = \int_m^{m^*} \left(1 - \frac{B}{B_m}\right)^{1/2} ds = \text{const}. \qquad (7.35)$$

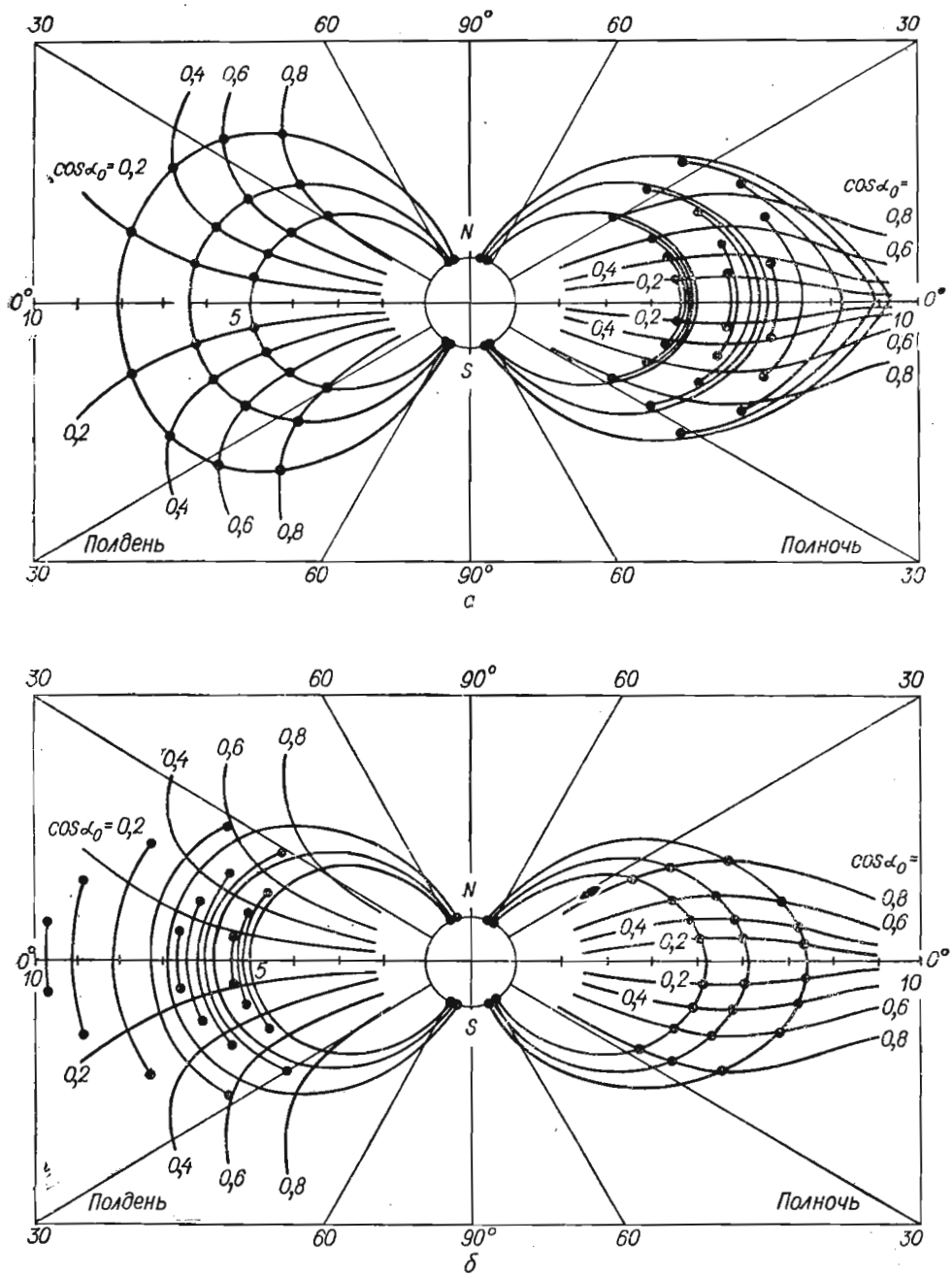


Рис. 7.18. Расщепление по L-оболочкам для частиц, находящихся на различных радиальных расстояниях. Кривые, показывающие положения зеркальных точек для различных значений экваториального питч-угла α_0, даны для частиц, стартующих в плоскости полуденного (*а*) и в плоскости полуночного (*б*) меридианов [60].

Для высокоширотных силовых линий значение подынтегрального выражения для большей части пути интегрирования очень близко к единице, так что $I = S =$ длине силовой линии $=$ const. Поэтому частицы с малыми питч-углами на высоких широтах дрейфуют между зеркальными точками по силовым линиям почти постоянной длины. Анализ конфигурации силовых линий, изображенных на рис. 7.19, показывает, что на высоких широтах частицы на

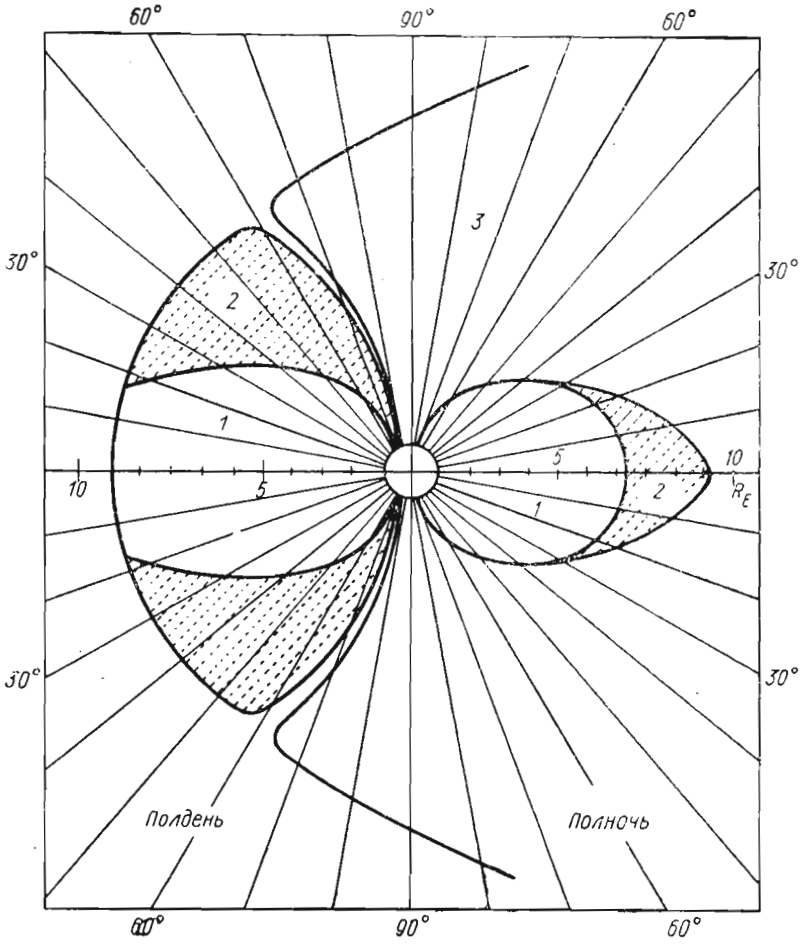


Рис. 7.19. Положения областей квазизахваченных частиц:
1 — захваченные частицы; *2* — квазизахваченные частицы; *3* — нет захваченных частиц (открытые силовые линии).

ночной стороне должны приближаться к экватору. Дрейфовые траектории частиц, движущихся по силовым линиям, пронизывающих Землю на высоких широтах, сильно зависят от значения питч-угла на экваторе . На ночной стороне частицы, имеющие $\alpha_0 = 90°$, дрейфуют на более низкие высоты, а частицы с $\alpha_0 \sim 0°$ дрейфуют, удаляясь от экватора. Это приводит к расщеплению по L-оболочкам, которое может достигать $\Delta L = 5R_E$.

В результате такого расщепления угловое распределение частиц на дневной стороне на $9R_E$ имеет максимум при $\alpha_0 = 90°$, тогда как на ночной стороне при $\alpha_0 = 90°$ оно имеет провал. Впервые это было обнаружено Серлемитсом [59], изучавшим на «Эксплорере-14» электроны с $E_e \sim 100$ *кэв*. Он показал, что на ночной стороне вблизи экваториальной плоскости от 7 до $9R_E$ угловое распределение электронов отличается от изотропного максимумом в районе $\alpha = 0°$. Область захваченных частиц вблизи экватора, по-видимому, прости-

рается в спокойные дни за 12 R_E. Размер и морфология области захваченной радиации сильно зависят от геомагнитной активности.

Различие в дрейфовых траекториях определяет и верхнюю граничную широту области захваченной радиации на низких высотах на дневной стороне. Предположим, что частица захвачена с $\alpha_0 \sim 0°$ на дневной стороне на далеких силовых линиях, пронизывающих Землю на широте 80° (см. рис. 7.16). Если в процессе дрейфа S остается постоянной, частица переходит на $15R_E$, и, по всей вероятности, теряется в открытых силовых линиях геомагнитного хвоста. Это означает, что в магнитосфере, построенной согласно модели Мида, на силовой линии, пронизывающей Землю на 80°, нет захваченных частиц, поскольку они не могут завершить свое дрейфовое движение вокруг Земли. Однако в этой области можно ожидать появления частично захваченных частиц, инжектируемых в магнитосферу извне. Верхняя граничная широта об-

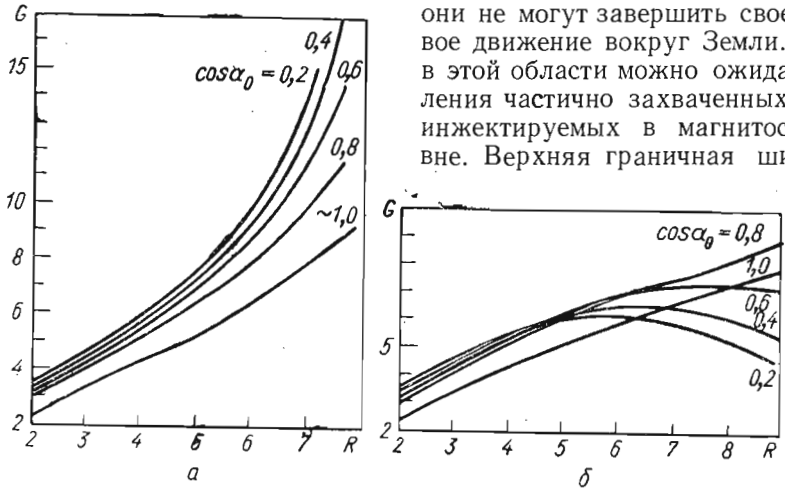


Рис. 7.20. Значения геометрического множителя G.

ласти захваченной радиации на дневной стороне определяется из требования, чтобы частица обладала законченной дрейфовой орбитой, а не терялась бы в хвосте. Последняя замкнутая силовая линия на ночной стороне определяет верхнюю граничную широту для частиц с $\alpha_0 \sim 0°$.

Рёдерер [60] сделал численный расчет расщепления по L-оболочкам вблизи внешней границы магнитосферы. Он использовал модель Мида с дипольным полем, нормальным к потоку солнечного ветра, считая, что расстояние до магнитопаузы в лобовой точке $r_B = 10R_E$, а расстояние, на котором начинается токовый слой в хвосте, $R_{мин} = 8R_E$. Протяженность хвоста он принял равной $R_{макс} = 200R_E$, а магнитное поле вдали от нейтрального слоя 15γ. Такая магнитосфера полностью аналогична показанной на рис. 7.16. Определив для этой модели μ и $\mathcal{J}$, Рёдерер, рассчитал расщепление по L-оболочкам (см. рис.7.18). На рисунке показан дрейф частиц, имеющих различные питч-углы и находящихся на различных радиальных расстояниях. Для частиц, находящихся на $8R_E$, расщепление достигает $\Delta R \sim 3$. Очевидно, что часть частиц, дрейфующих вокруг Земли, постепенно теряется. Частицы, которые не могут совершить и одного полного дрейфа вокруг Земли, не покидая область захваченной радиации, называются квазизахваченными (см. рис. 719). Частицы, инжектируемые в теневую область на дневной стороне, уходят в хвост, а частицы, которые инжектируются в теневой области на ночной стороне, уходят через магнитопаузу на дневной стороне.

Рёдерер определил продольные дрейфовые скорости частиц для $L > 5$ в деформированной магнитосфере. Оказалось, что вблизи плоскости полуденного меридиана дрейфовая скорость значительно меньше. Дело в том, что вблизи полуденного меридиана ΔB меньше, а силовые линии в этой области имеют меньшую кривизну. Оба этих фактора приводят к уменьшению v_D. На рис. 7.20 даны значения множителя, определяемого геометрией и используемого Рёдерером при вычислении дрейфовой скорости. Пользуясь ими, можно найти

дрейфовую скорость:

$$\dot{\varphi} = 0{,}0232 \frac{m}{m_e}\left(\frac{\gamma^2-1}{\gamma}\right) G \approx 0{,}0232 \frac{m}{m_e}\left(\frac{2E}{mc^2}\right) G, \ град/сек. \qquad (7.36)$$

Здесь G — функция экваториального расстояния до соответствующей силовой линии при различных значениях питч-углов (см. рис. 7.20) для плоскости полуденного (*а*) и полуночного (*б*) меридианов. Как видно из рисунка, дрейф частиц в плоскости полуночного меридиана происходит быстрее [60]. Приближенное выражение, стоящее в правой части (7.36), применимо для нерелятивистских скоростей.

Рёдерер делает вывод, что во внешней магнитосфере ($L > 6$) частица проводит до 75% своего времени на дневной стороне. Поэтому плотность энергичных частиц вблизи полуденного меридиана может в два или три раза превышать их плотность вблизи полуночного меридиана.

ГЕОМАГНИТНЫЙ ХВОСТ

В 1960 г. Пиддингтон [61], пытаясь объяснить магнитные бури, предсказал существование геомагнитного хвоста. Он предположил, что силовые линии, выходящие из полярных шапок, сносятся солнечным ветром, образуя хвост. Он полагал, что уменьшением поля на Земле из-за хвоста можно объяснить главную фазу магнитной бури. В настоящее время это объяснение считается неполным. Тем не менее существование хвоста, предсказанное Пиддингтоном, действительно подтвердилось, и не только, как он полагал, во время магнитных бурь.

До измерений на ИМП-1 уже имелись данные, полученные с помощью спутников, о том, что геомагнитное поле на ночной стороне совершенно отличается от дипольного. Когда в 1961 г. на «Эксплорере-10» была обнаружена магнитопауза [18], поле на $22R_E$ непосредственно перед границей было спокойным и имело четко выраженное направление. Казалось бы, что это геомагнитное поле, однако оно было направлено почти строго от Солнца и имело напряженность порядка 30γ. На $22R_E$ дипольное поле должно быть равно $B = 0{,}3 \times \times 10^5/(22)^3 = 3\gamma$, т. е. измеренное поле оказалось в 10 раз больше ожидаемого.

Позднее Кахилл [62] с помощью магнитометра, установленного на «Эксплорере-14», снял топологию магнитного поля на ночной стороне до $16R_E$. Оказалось, что примерно до $10R_E$ поле является замкнутым, как и предсказывалось, однако на бóльших расстояниях наблюдались существенные отклонения. Напряженность поля оставалась равной 30—50γ вплоть до $16R_E$, а угол ψ между направлением на Солнце и полем составлял почти 180°, т. е. поле было направлено от Солнца. В это время спутник находился ниже плоскости эклиптики, но вблизи геомагнитного экватора. Измерения на «Эксплорере-14» согласуются с данными, полученными на «Эксплорере-10», и показывают, что поле в хвосте имеет вид полости, протянувшейся вдоль линии Земля—Солнце.

Однако, чтобы получить более полную картину, пришлось ждать запуска ИМП-1. Магнитометр Несса, установленный на ИМП-1, позволил получить топологию геомагнитного поля вплоть до $32R_E$ на ночной стороне и обнаружить длинный хвост, простирающийся, по-видимому, значительно дальше [63]. На рис. 7.21 приведены результаты, полученные на 41-м витке спутника 2—4 мая 1964 г. Начиная с $12R_E$ напряженность поля остается значительно выше ожидаемой для дипольного поля. На $30R_E$, где дипольное поле должно быть равным примерно 1γ, измеренное значение оказалось равным 10—20γ. Поле в этой области было направлено приблизительно от Солнца, а не так, как этого можно было ожидать для дипольного поля. Выше плоскости эклиптики на несколько земных радиусов поле в основном направлено в сторону Солнца. Переход между этими двумя областями представлял по измерениям на ИМП-1 область с резким изменением магнитного поля — нейтральный слой. Когда спутник пересекал этот слой, поле падало почти до нуля, а затем резко меняло свое направление. На рис. 7.21 показано, как на $16R_E$ поле внезапно меняет на-

правление от $\varphi \sim 180°$ до $\varphi \sim 0°$. Такая плоская геометрия нейтрального слоя ясно наблюдалась почти на всех витках ИМП-1. На рис. 7.22 показаны направление и величина поля в хвосте на $2{,}5R_E$ ниже плоскости эклиптики. Оно почти всегда направлено от Солнца. Магнитное поле в нейтральной плоскости в хвосте часто оказывается отличным от нуля (так как в действительности она часто оказывается не нейтральной, будем в дальнейшем называть эту область квазинейтральным слоем).

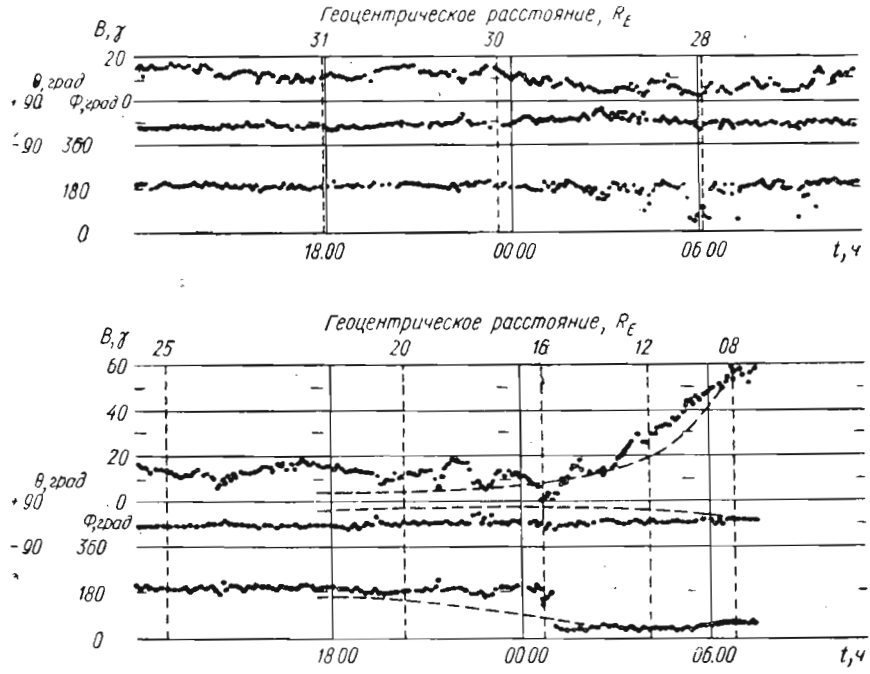


Рис. 7.21. Магнитные измерения, выполненные в геомагнитном хвосте.

Спейсер и Несс [64], анализируя данные ИМП-1, полученные во время его движения в хвосте, наблюдали 38 пересечений четко выраженного плазменного слоя. Этот слой, по-видимому, появляется вблизи экватора на расстоянии $10 \pm 3R_E$. Нормальная компонента поля B в плазменном слое при пересечении его вблизи утренней стороны хвоста составляла $1 < B_E < 4\gamma$. Вблизи плоскости полуденно-полуночного меридиана $B_\perp \lesssim 1\gamma$, а в большинстве случаев возможно, что $B_\perp = 0$. Используя данные, полученные на «Эксплорере-33», Несс и др. [65] пришли к заключению, что в квазинейтральном слое $B_\perp \sim 1\gamma$. Магнитометр при каждом пересечении регистрировал изменение направления поля в квазинейтральном слое. Вблизи слоя направление поля было в основном перпендикулярно плоскости эклиптики. При движении через плазменный слой направление поля меняется на обратное. Это говорит о том, что силовые линии, лежащие по обе стороны слоя, взаимосвязаны. Измерения в квазинейтральном слое [64] показывают, что с ростом геоцентрического расстояния он, по-видимому, сужается. Однако эти измерения можно интерпретировать как уширение слоя по направлению к утреннему меридиану. В самом узком месте толщина слоя составляла около 500 *км*, а в самом широком — 5000 *км*.

Бэйм и др. [66,67], используя результаты плазменных измерений, полученные на спутнике «Вела», обнаружили, что ширина плазменного слоя в хвосте на $17R_E$ составляла около $6R_E$. Это приблизительно соответствует размеру области, в которой наблюдались значительные потоки частиц.

Несс показал, что изменение направления поля в хвосте происходит в слое толщиной 1000 *км*, но значительное ослабление его наблюдается на больших

расстояниях, приблизительно на $5R_E$. Одновременно с ослаблением поля Андерсон и Несс [68] обнаружили в этой области потоки энергичных электронов. Возможно, что область, в которой Бэйм и др. [66, 67] наблюдали энергичные частицы и которую они назвали плазменным слоем, является той же областью. Энергичные электроны, обнаруженные Андерсоном [68] в этом плазменном слое, по-видимому, не относятся к нейтральному слою. Вероятнее всего, они имеются во всей области шириной порядка $5R_E$.

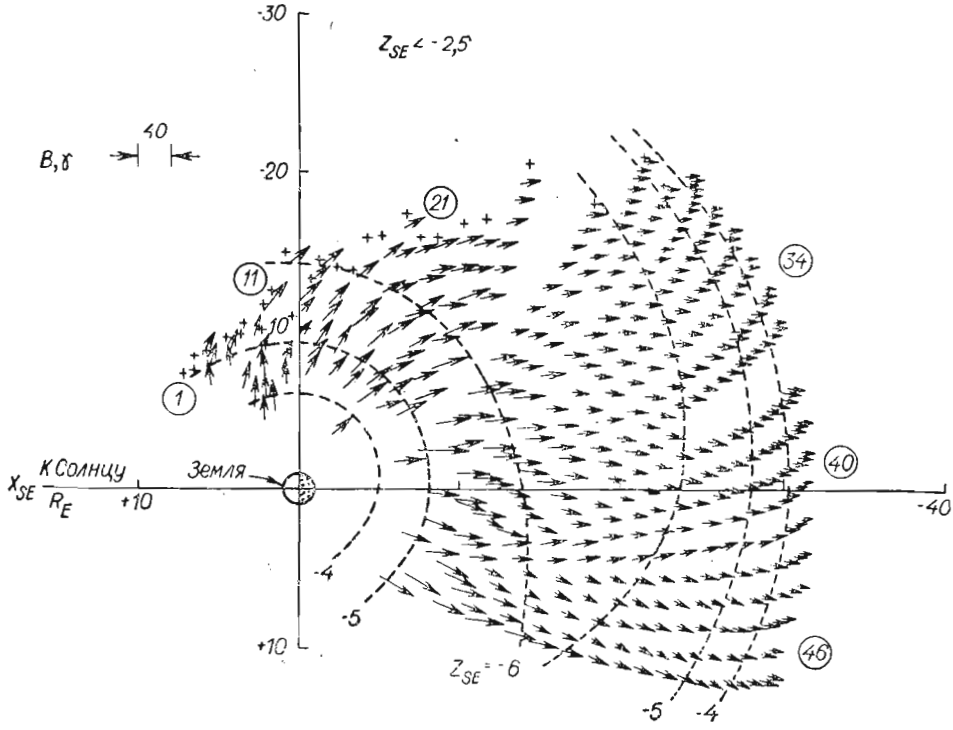


Рис. 7.22. Величина и направление магнитного поля в хвосте на 2,5 R_e ниже плоскости эклиптики:
+ — наблюдаемые положения магнитопаузы.

Вблизи Земли квазинейтральный слой шире, чем на более далеких расстояниях, что согласуется с моделью хвоста, предложенной Аксфордом и др. [69]. Эта открытая модель и предполагает пересоединение в хвосте силовых линий с последующим быстрым слиянием [38]. Хвост в этом случае имеет форму веера с угловой шириной порядка 1/10 *рад* с потоком плазмы внутри (см. рис. 7.12). Поле в вере очень мало и должно составлять примерно 5% внешнего поля. Поэтому можно ожидать, что напряженность его будет около 1γ.

Анализ данных с «Эксплорера-14», выполненный Кахиллом [70], показывает, что изменение напряженности поля происходит от $10R_E$ до $14R_E$. Между $8R_E$ и $10R_E$ напряженность поля иногда проходит через минимум. Возможно, это объясняется диамагнитным эффектом от существующего в данной области плазменного кармана, называемого «каспом». Силовые линии в каспе замкнутые.

Сравнивая данные по концентрации и магнитному полю, полученные на ИМП-1, Андерсон и Несс обнаружили, что внешняя граница каспа часто оказывается очень резкой. На 10 витках спутника наблюдалась четко выраженная граница. Поток частиц падал более чем на порядок. При этом всегда, когда поток частиц возрастал, наблюдалось внезапное уменьшение магнитного поля. Это доказывает то, что диамагнетизм захваченных частиц и вызывает уменьшение магнитного поля.

По мнению Андерсона и Несса, внешняя граница каспа представляет собой последнюю замкнутую силовую линию (следующая за ней силовая линия значительно длиннее). По-видимому, разумнее полагать, что силовые линии по обе стороны каспа не различаются настолько резко. Вероятнее всего, это внешняя граница области захваченной радиации, которую должны заселять лишь частицы, захваченные с питч-углами $\alpha_0 \ll 90°$ и имеющие замкнутые дрейфовые траектории. Частицы с $\alpha_0 \sim 90°$ могут дрейфовать из магнитопаузы и, следовательно, находиться в данной области транзитом.

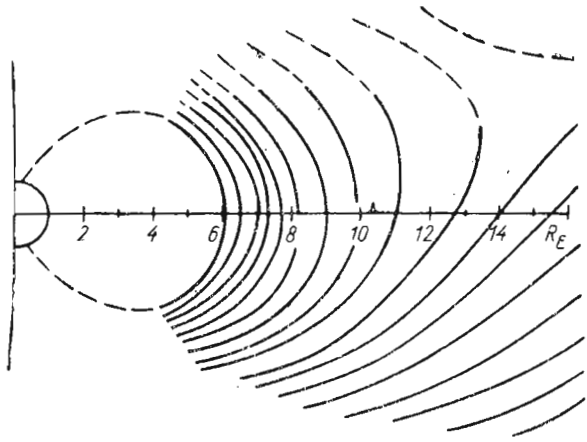


Рис. 7.23. Геомагнитное поле в области магнитного хвоста.

Кахилл [70] представил данные, свидетельствующие о том, что нейтральный слой иногда существует уже на $13R_E$. На рис. 7.23 показана карта силовых линий в хвосте, полученная на «Эксплорере-14» с 20 января по 20 февраля 1963 г. Как видно из рис. 7.23, нейтральная плоскость не совпадает с геомагнитной экваториальной и лежит почти в плоскости эклиптики. По данным магнитометра, установленного на ИМП-1, ширина хвоста составляет примерно $40R_E$. Полагая, что хвост — это цилиндр с $R = 22R_E$ и $B = 20\gamma$, а магнитный поток в полярных шапках при $\Lambda > \Lambda_c$ вытесняется в хвост, можно с учетом закона сохранения магнитного потока найти Λ_c. Из уравнения

$$\Phi_m = \pi R^2 B = \pi (22R_E)^2 (0{,}0002) = 2\pi (R_E \cos \Lambda_c)^2 0{,}6 \qquad (7.37)$$

найдем, что $\Lambda_c = 75°$. Модель Мида, используемая для объяснения верхней граничной широты области захваченной радиации, может учесть поле в полярных шапках, уходящее в хвост, и при этом все же иметь переднюю нейтральную точку на 80° из-за существующего вокруг полюса асимметричного токового кольца. Впереди это кольцо должно располагаться примерно на 80°, а сзади на ночной стороне и по бокам на 67°.

Ягги [42], Розенблют и Чанг [71] показали, что нейтральный слой может быть неустойчив из-за диссипативной неустойчивости [41]. Время нарастания tearing-моды диссипативной неустойчивости при $B \sim 10\gamma$, $n \sim 10$ *см*$^{-3}$ и $T \sim 10^6$ °К составляет около 10^6—10^7 *сек*, т. е., возможно, что этот процесс не существен.

Хоу [72], Коппи и др. [73] показали, что нейтральный слой неустойчив также по отношению к перетяжкам Фёрса [74]. Эта неустойчивость может привести к разрыву слоя на ряд отдельных цилиндрических пинчей и ускорению частиц, в основном электронов, до энергий порядка 1 *кэв*. Возможно, что такое ускорение существенно в механизме возникновения полярных сияний. Экспериментальных доказательств существования такой неустойчивости еще не получено. Существование в нейтральном слое отличной от нуля нормальной компоненты поля ($B_\perp \neq 0$) может изменить некоторые из этих представлений.

Какая система координат наиболее приемлема для описания геомагнитного хвоста? Геомагнитный хвост простирается почти радиально вдоль линии Земля—Солнце. Приблизительно до $6R_E$ геомагнитное поле описывается рядом сферических функций, учитывающих внутренние источники в сочетании с полем граничных токов. Здесь используется геомагнитная система координат с центром в Земле, например B—L-система. На бо́льших расстояниях

становятся существенными направление на Солнце и граничные эффекты. Поэтому если мы пользуемся той же системой координат, то определение L должно быть изменено. Несс показал, что наклон геомагнитного экватора все еще существен на $20—30R_E$. Он предложил использовать солнечную магнитосферическую систему координат (рис. 7.24). Ось X в этой системе направлена на Солнце, а ось диполя лежит в плоскости XZ. Нейтральный слой главным образом располагается в плоскости XY. Суточные колебания составляют $\pm$ 11°, а за сезон положение нейтрального слоя меняется на $\pm$ 23°.

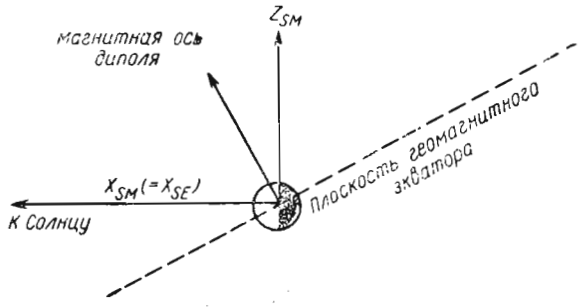


Рис. 7.24. Солнечная магнитосферическая система координат, используемая для описания геомагнитного хвоста [24]. (Ось Y_{SM} перпендикулярна оси диполя и плоскости рисунка и направлена вниз).

Несс доказал, что использование этой системы координат более удобно для описания геомагнитного хвоста, чем солнечная эклиптическая или геомагнитная система. Квазинейтральный слой в действительности располагается не в XY-плоскости, а лежит между геомагнитной экваториальной плоскостью и плоскостью эклиптики. По-видимому, вытеснение солнечным ветром геомагнитного поля на ночную сторону приводит к тому, что нейтральная плоскость оказывается параллельной плоскости эклиптики, но располагается

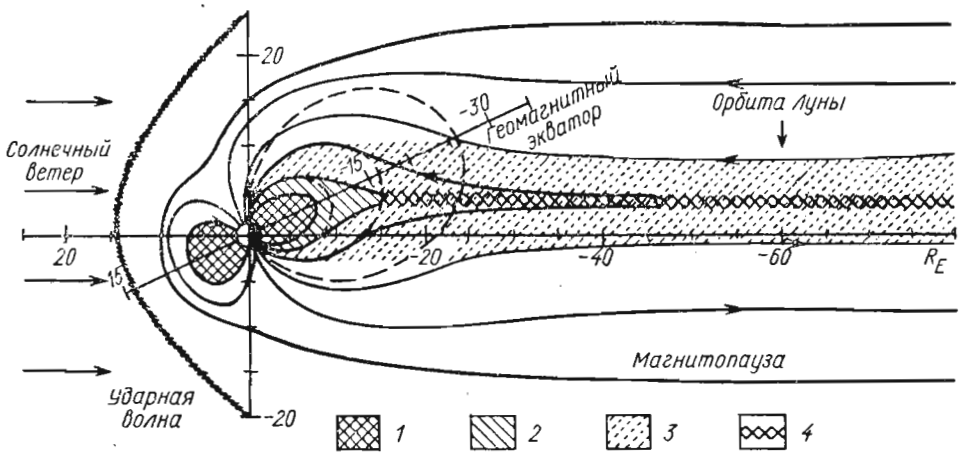


Рис. 7.25. Конфигурация геомагнитного хвоста в плоскости полуденно-полуночного меридиана в случае, когда ось диполя сильно наклонена по отношению к направлению солнечного ветра (штриховыми кривыми показаны силовые линии дипольного поля): *1* — радиационные пояса; *2* — плазменный карман «касп»; *3* — плазменный слой; *4* — нейтральный слой.

на $2—3R_E$ в направлении геомагнитного экватора. Хвост соединяется с дипольным полем приблизительно на $10R_E$. Если хвост начинается здесь и простирается назад, это означает, что он будет совершать колебания по отношению к плоскости эклиптики на $\pm$ $3R_E$. Эти смещения, по-видимому, и наблюдались.

Несс и др. [65] с помощью данных, полученных на «Эксплорере-33», построили карту хвоста вплоть до $80R_E$. Ширина хвоста составляет около $40R_E$. Наблюдается четко выраженный сравнительно узкий квазинейтральный слой примерно с теми же характеристиками, что и на ИМП-1. На рис. 7.25 дана картина геомагнитного хвоста, полученная Нессом. С увеличением K_p напряженность поля в хвосте возрастала, а направление силовых линий флюктуировало. Возможно, это связано с поджатием магнитосферы при увеличении

динамического давления солнечного ветра и с тем, что большее число силовых линий будет при этом переноситься в хвост.

Пиддингтон [61] предположил, что главная фаза магнитных бурь, возможно, объясняется сносом полярных силовых линий, который наблюдался на ИМП-1. Этот эффект, по-видимому, действительно имеет место, однако такая модель главной фазы неполная. Чтобы выяснить, как магнитные бури влияют на геомагнитный хвост, Беханнон и Несс [75] проанализировали данные магнитометра, установленного на ИМП-1. Было обнаружено, что в некоторых случаях, когда поле в хвосте возрастало, наблюдалось и увеличение компоненты магнитного поля B_x у поверхности Земли. Они объясняли это сильным поджатием магнитосферы. Наиболее характерным была наблюдавшаяся во время главной фазы антикорреляция между компонентой B_x и полем в хвосте. Это связано с ростом числа силовых линий, переносимых из полярной шапки в хвост, и увеличением там напряженности поля. Аксфорд и др. [69] показали, что такую антикорреляцию естественно было ожидать. Они считали, что изменение поля в хвосте по величине должно приблизительно совпадать с изменением поля у поверхности Земли. В действительности этого совпадения не наблюдалось. Изменение в хвосте значительно меньше, и поэтому необходимо учесть и другие эффекты, например кольцевые токи.

Андерсон [54] с помощью счетчика Гейгера—Мюллера детектировал на ИМП-1 электроны с $E_0 > 45$ *кэв*. Он обнаружил, что вблизи лобовой точки вплоть до магнитопаузы электронная концентрация была довольно устойчивой. В переходной области (граница магнитосферы регистрировалась магнитометром Несса) и в хвосте электронные потоки сильно флюктуировали. Всплески или островки электронов особенно часто наблюдались в этих областях в моменты магнитных возмущений. Захваченные частицы были обнаружены на расстояниях, меньших $8{,}6R_E$, когда угол Солнце — Земля — спутник составлял 180°. На бо́льших расстояниях и низких широтах наблюдались островки электронов с потоками вплоть до 10^7 *см*$^{-2}\cdot$*сек*$^{-1}$ (рис. 7.26). При $\Lambda > 20°$ электроны наблюдались реже и с меньшими потоками. Поскольку при движении спутника как по восходящей, так и по нисходящей траектории электронный поток нарастал очень быстро, а спадал медленно, электронные островки являются временными, а не пространственными характеристиками хвоста и быстро смещаются относительно спутника. Оказалось [75], что появление данных островков антикоррелирует с напряженностью магнитного поля в хвосте (см. рис. 7.26). Это указывает на то, что газокинетическое давление сгустков достаточно для уменьшения напряженности поля.

Монтгомери и др. [76, 77] на спутнике «Вела» также наблюдали в переходной области и в хвосте электроны с $E > 50$ *кэв*. Спутники «Вела» двигались по круговым орбитам на $17{,}7R_E$ с наклонением 60°. Эта область пространства не исследовалась другими спутниками. Было обнаружено (в основном в геомагнитном хвосте) существование кратковременных потоков продолжительностью от одного часа до двухсот часов и плотностью до 10^7 *см*$^{-2}\cdot$*сек*$^{-1}$. Максимальные потоки наблюдались во время геомагнитных возмущений. Почти все электронные островки были сосредоточены в области от 0 до 20° геомагнитной широты. Анализируя данные с «Эксплорера-14», Франк [78] обнаружил существование в хвосте электронов с $E > 40$ *кэв*, скорости которых направлены от Солнца. Для этих потоков характерны большие временные вариации. Это очень похоже на то, что наблюдал Андерсон. Наблюдалась также заметная асимметрия утро — сумерки. Большинство электронных всплесков регистрировалось вблизи утреннего меридиана. Дифференциальный энергетический спектр довольно хорошо описывается следующим выражением:

$$n(E) = kE^{-n}, \quad 2{,}2 < n < 3{,}2 \tag{7.38}$$

для $50 < E < 325$ *кэв*. Характер спектра совершенно одинаков как вблизи утреннего, так и вблизи сумеречного меридиана. Поэтому процесс ускорения здесь, по-видимому, один и тот же, однако на утренней стороне он, возможно, действует более эффективно. Конфигурация поля на утренней стороне исклю-

чительно благоприятна для ускорения механизмом Ферми. Частицы в переходной области могут оказаться захваченными между двумя магнитными зеркалами, образованными возмущениями магнитного поля в солнечном ветре и нарастающим магнитным полем, обволакивающим магнитосферу. На сумеречной стороне такой геометрии поля не возникает. Солнечный ветер, движущийся под углом, не создает достаточно эффективного магнитного зеркала. Конфигурация поля на утренней стороне должна способствовать ускорению вследствие механизма Ферми.

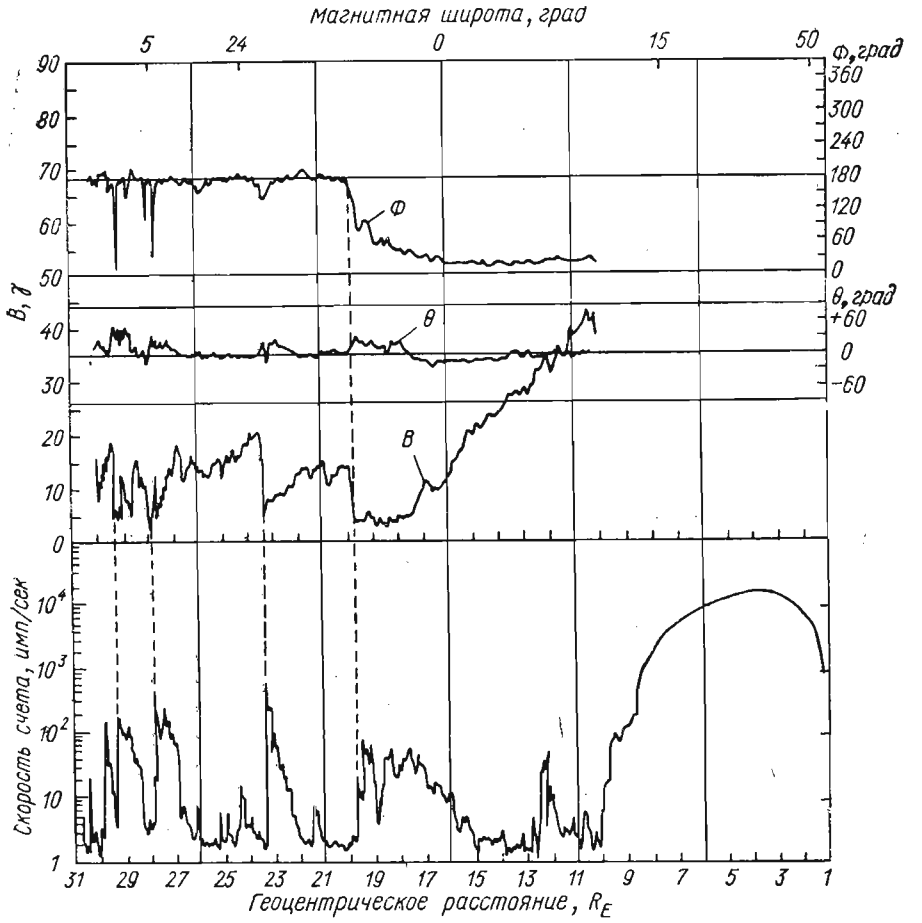


Рис. 7.26. Корреляция электронных потоков и вариаций напряженности магнитного поля в геомагнитном хвосте по данным, полученным на нисходящей части 40-го витка спутника ИМП-1 (29 апреля 1964 г.). Нейтральный слой наблюдался на расстоянии $19{,}8R_E$ [68].

На рис. 7.27 показано расположение электронных островков, которые наблюдал Андерсон на спутнике ИМП-1 [79]. Он считал, что частота появления этих островков в хвосте падает с расстоянием [80]. Однако, по-видимому, этого не происходит. Проанализировав данные, полученные с помощью полупроводникового детектора на ИМП-1, Мараяма [81] показал, что поток электронов с $E > 30$ *кэв* при удалении от Земли остается почти постоянным (вплоть до $30R_E$). Он также обнаружил, что при удалении от нейтрального слоя поток уменьшался (положение нейтрального слоя регистрировалось магнитометром). Большие потоки электронов наблюдались в области хвоста шириной в несколько R_E. Вблизи утреннего меридиана электронный поток оказался выше, чем в центре хвоста или вблизи сумеречного меридиана, что также находится в со-

гласии с результатами, полученными на «Веле». В действительности в области пересечения нейтрального слоя и утренней границы хвоста четкого разрыва в электронном потоке не наблюдалось. Возможно, это означает, что электроны могут свободно проникать в хвост.

Используя результаты, полученные на «Эксплорере-14», Конради [82] представил новые данные по электронным и протонным островкам в геомагнитном хвосте. Он наблюдал электронные потоки с $E_e > 20$ *кэв* и плотностями вплоть до $j \sim 10^7$ *см*$^{-2}\cdot$*сек*$^{-1}\cdot$*стер*$^{-1}$, а также потоки протонов с $j \leqslant 10^4$ *см*$^{-2}\cdot$*сек*$^{-1}\times$ $\times$*стер*$^{-1}$. Средняя энергия электронов E_0 составляла примерно от 5 до 15 *кэв*, а протонов — от 20 до 40 *кэв*. Со временем спектр электронов становился мягче. Конради отметил много общего между электронами и протонами, наблюдаемыми в хвосте и в зоне полярных сияний.

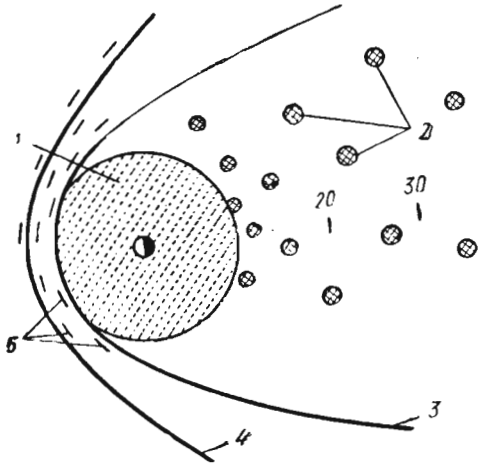


Рис. 7.27. Положение электронных островков с $E > 45$ *кэв*. Сплошными кривыми показано положение границы магнитосферы и ударной волны. Эти кривые построены по результатам, полученным Нессом на том же спутнике [79]:

1 — радиационный пояс Ван Аллена; *2* — электронные островки; *3* — магнитопауза; *4* — ударная волна; *5* — электронные всплески в переходной зоне.

В области нейтрального слоя наблюдались также и частицы с более низкой энергией. Грингауз [83] с помощью ионной ловушки, установленной на «Луне-2», измерил поток $\mathcal{J} \sim 2\cdot 10^8$ *см*$^{-2}\cdot$*сек*$^{-1}$ электронов с $E_e > 200$ *эв*. Ракета находилась при этом в области от 55 000 до 75 000 *км*, а угол Солнце — Земля — космический аппарат составлял около 145°. Некоторое время существовала путаница относительно того, были ли эти частицы захваченными или нет [84, 85]. В настоящее время принято считать, что они в это время находились в хвосте, вне границы области захваченной радиации. Фримэн [86] с помощью детектора CdS, установленного на «Эксплорере-12», обнаружил в хвосте потоки электронов с 200 *эв* $< E_e <$ 40 *кэв* и плотностью $J \sim 10^8$—

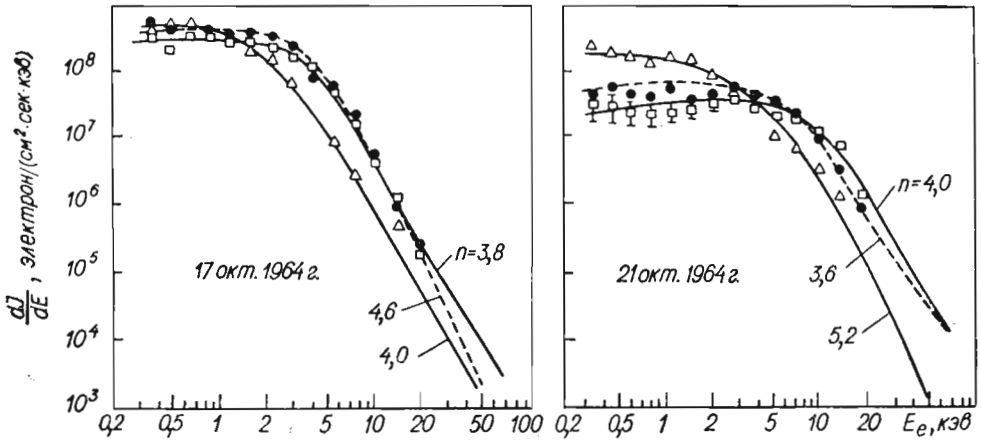


Рис. 7.28. Дифференциальные энергетические спектры электронов в плазменном слое геомагнитного хвоста (по данным со спутника «Вела-2»). При высоких энергиях спектры имеют степенный характер [67].

10^9 *см*$^{-2}\cdot$*сек*$^{-1}$. Бэйм и др. [66, 67] с помощью анализаторов заряженных частиц, установленных на спутниках типа «Вела», наблюдали в хвосте потоки

электронов с энергиями $0{,}35 < E < 20$ *кэв*. На рис. 7.28 показан их энергетический спектр. Средняя энергия составляла несколько килоэлектронвольт. Из сравнения энергетических спектров (рис.7.29) можно заключить, что электроны в хвосте более энергичны, чем электроны в переходной области. Плотности электронных потоков здесь превосходят 10^9 *см*$^{-2}\cdot$*сек*$^{-1}$. Интенсивность потока электронов с $E_e > 45$ *кэв* сильно зависит от их средней энергии, измеренной анализатором. Бэйм и др. [67] обнаружили в хвосте также слабые потоки протонов. Концентрации электронов и протонов приблизительно равны и составляют около 1 *см*$^{-3}$. Энергетические спектры протонов подобны спектрам электронов (рис. 7.30). Средняя энергия протонов достигает 10 *кэв*.

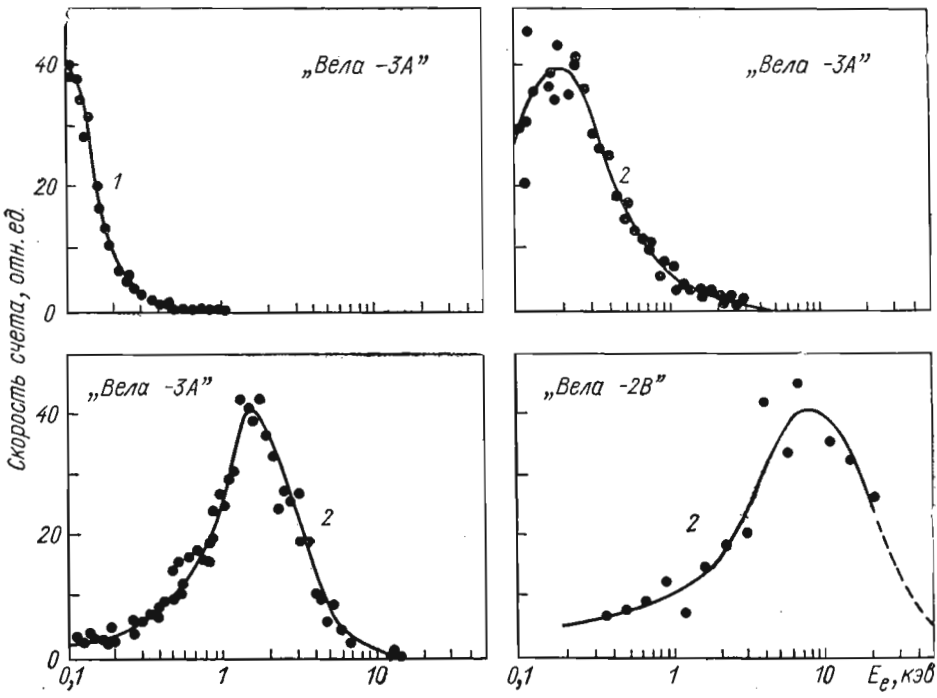


Рис. 7.29. Энергетический спектр электронов:
1 — в переходной области; *2* — в плазменном слое геомагнитного хвоста.

Чтобы система находилась в равновесии, на границе хвоста должен выполняться баланс давлений. Считая, что потоки частиц в хвосте малы, получаем следующее уравнение баланса:

$$(B^2_{\text{хв}}/8\pi) = (nmv^2/2)_{\text{нейтр}}. \qquad (7.39)$$

Сравним различные измерения, выполненные в нейтральном слое:

Автор	Плотность потока, $см^{-2}\cdot сек^{-1}$	Диапазон энергий, *кэв*	Средняя энергия, *кэв*	$\frac{nmv^2}{2}$, 10^{-9} $эрг\cdot см^{-3}$
Андерсон	10^7	>40	60	0,1
Грингауз	2×10^8	$>0{,}200$	10	0,5
Фримэн	10^9	0,2—40	5	2
Бэйм	3×10^7	0,35—20	5	0,7

Считая $B = 20\gamma$, получаем $B^2/8\pi = 1{,}6\cdot10^{-9}$ $эрг\cdot см^{-3}$. Андерсон [79] проводил свои измерения как в самом нейтральном слое, так и на некотором расстоянии от него. Давление, очевидно, не контролировалось. Частицы с меньшей

энергией, наблюдаемые Бэймом [66, 67] и Фримэном, по-видимому, приблизительно удовлетворяют уравнению баланса. Измерение Грингауза [83] проводилось, когда угол Солнце — Земля — космический аппарат составлял примерно 145° , т. е. не в самом нейтральном слое.

Вентворт [87] высказал предположение, что за пределами области захваченной радиации как протоны, так и электроны могут продрейфовать поперек геомагнитного хвоста. Частицы в переходной области могут пересечь границу магнитосферы, попасть в хвост и продрейфовать поперек его по квазизахваченным орбитам. Дрейфуя обратно, они попадут опять в переходную область. При этом возникнет неполное токовое кольцо, и магнитное поле в хвосте уменьшится. Из теоремы Лиувилля следует, что поток частиц в хвосте должен быть примерно тем же, что и в переходной области. Вентворт полагает, что солнечная плазма, дрейфующая поперек хвоста, будет определять характер геомагнитного поля за $8R_E$, приводя к образованию длинного хвоста.

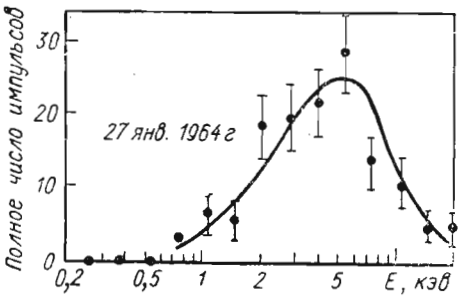


Рис. 7.30. Дифференциальный энергетический спектр протонов в плазменном слое геомагнитного хвоста (спутник «Вела-2В» находился на 245° долготы и —16° широты — солнечная магнитосферическая система координат) [67].

Хонес и др. [88] изучали связь между появлением электронных всплесков с $E_e > 45$ *кэв*, регистрируемых в хвосте спутниками типа «Вела», и уровнем возмущений магнитного поля, наблюдаемых у поверхности Земли. Они обнаружили, что внезапное появление на орбите «Велы» (т. е. на расстоянии $17R_E$) энергичных электронов часто происходит в момент максимума или во время восстановления отрицательной бухты в области полярных сияний, в районе станций «Колледж» и «Кируна» ($\lambda \approx 65°$) и во время начальной фазы бухты на более высоких широтах, в районе таких станций, как «Бейкер-Лэйк» ($\lambda_m \approx 74°$). По-видимому, электроны получают энергию вблизи Земли в процессе нагрева всей плазмы в этих силовых трубках, а затем движутся, удаляясь от Земли. Это качественно согласуется с моделью полярной суббури, предложенной Акасофу [89], но трудно понять, исходя из тех моделей магнитосферы, в которых имеется поток плазмы через хвост по направлению к Земле.

Говардом и др. [90] были выполнены измерения полного числа электронов в хвосте. Они были основаны на отражении радарных сигналов от Луны с учетом ионосферного вклада. Первоначально Говард с сотр. считали, что плотность электронов в геомагнитном хвосте по их измерениям значительно превышает плотность в других направлениях. Десслер и Михель [91] рассмотрели проблему движения плазмы из полярных шапок вдоль силовых линий в хвост и установили, что плотность электронов в хвосте должна быть мала (< 10 *см*$^{-3}$). При этом они использовали закрытую модель магнитосферы. Если бы солнечная плазма сообщалась непосредственно с полярными шапками и с хвостом, как это должно было иметь место в открытой магнитосфере, то, как указал Вентворт [87], плотность в хвосте должна была быть такой же большой, как и в солнечном ветре. Позднее активные радарные измерения, выполненные той же группой [90], показали, что электронная плотность в хвосте мала, так что этот вопрос, по-видимому, уже выяснен.

Были сделаны различные оценки длины геомагнитного хвоста. Из непосредственных измерений следует, что хвост должен простираться значительно дальше $80R_E$. Вольф и др. [92] с помощью плазменного зонда, установленного на «Пионере-7», обнаружили явления, связанные с геомагнитным хвостом, на расстоянии около $1000R_E$. Когда космический корабль двигался от точки, расположенной между $887R_E$ позади Земли, на $25R_E$ выше плоскости эклиптики (угол Солнце — Земля — космический корабль составлял 177°), к точке, находящейся на $1059R_E$ также на ночной стороне, на $29R_E$ выше плоскости

эклиптики (угол Солнце — Земля — космический корабль составлял 171°,) была зарегистрирована возмущенная плазма. Поток плазмы в это время часто был меньше обычного. В начальный момент плазменный поток был почти всегда направлен вверх по отношению к плоскости эклиптики. Вольф с сотр. считают, что результаты измерений, по-видимому, подтверждают существование так называемого магнитосферного следа. Хвост магнитосферы при этом или уже замкнулся, образуя турбулентный след, или имеет место диффузия солнечного ветра в хвосте. Результаты, возможно, также согласуются с предположением о быстром слиянии силовых линий с последующим ускорением сжатого газа до скоростей, близких к скорости солнечного ветра. В настоящее время еще нельзя сказать, на каком расстоянии все еще можно наблюдать эффекты, связанные с геомагнитным хвостом [93, 96]. Результаты показывают, что вывод, сделанный по данным с «Маринера-2» [167] об отсутствии хвоста на расстоянии в $3300R_E$, связан с уменьшением флюктуаций в следе ниже порога регистрации или с изменением направления потока, в результате чего корабль не пересекал след.

Одновременно с плазменными измерениями Вольфа Несс с сотр. [92a] измерял на «Пионере-7» магнитное поле. В результате было установлено, что ясно выраженный хвост с нейтральным слоем, по-видимому, отсутствует. Детальные измерения магнитного поля показали, что определенная часть силовых линий связана с Землей через геомагнитный хвост.

Десслер [93] полагал, что длина хвоста составляет примерно 20—50 *а. е.* Согласно его расчетам магнитогидродинамические волны, возбуждаемые на границе магнитосферы и движущиеся в хвост, должны привести к возникновению направленных от Земли плазменных потоков. Эта плазма должна удерживать хвост открытым, пока солнечный ветер не остановится на границе гелиосферы, т. е. на расстоянии порядка 20—50 *а. е.* Десслер полагает, что на больших расстояниях плазму и поле в хвосте трудно отличить от солнечного ветра. Космический корабль «Маринер-4» прошел на расстоянии $3000R_E = 0{,}1$ *а. е.* от Земли. При этом отклонение корабля от линии Земля — Солнце составляло лишь 1°. Магнитометр, установленный на нем, не зарегистрировал следа Земли [94], а гейгеровский счетчик Ван Аллена не обнаружил потока электронов с $E > 40$ *кэв.* След Земли на таком расстоянии уже достаточно размыт [30]. Однако, как показал Десслер, эксперимент Ван Аллена по обнаружению хвоста недостаточно убедителен. Данжи [96] полагает, что длина хвоста существенно меньше, чем это получается из оценок Десслера. Из открытой модели магнитосферы следует, что длина хвоста определяется временем, которое необходимо для пересоединения солнечной силовой линии с линией геомагнитного поля. Согласно Данжи длина хвоста составляет около 1000 R_E.

Пользуясь аэродинамической аналогией со сверхзвуковым обтеканием сплошной средой затупленного тела, Лиз [15] рассчитал поток вокруг магнитосферы. Он показал, что ширина магнитосферы должна быть $36R_E$. Хвост ее должен замыкаться примерно на $50R_E$. Анализ Лиза был проведен без учета какого-либо вязкого взаимодействия на поверхности магнитопаузы. По аналогии с аэродинамикой он предположил, что должен существовать след ударной волны, распространяющийся от границы хвоста по направлению от Земли. Температура в следе должна возрасти и может быть зарегистрирована на значительном расстоянии вниз по потоку.

Из измерений Несса и др. [65] следует, что в квазинейтральном слое $B_\perp \sim 1\gamma$. Отсюда можно оценить длину хвоста. Полагая, что силовые линии замыкаются через нейтральный слой, и используя значение $B_{\text{хв}} = 15\gamma$, получаем следующее уравнение для сохранения потока:

$$\frac{\pi}{2}(20R_E)^2(15\gamma) = (40R_E)(X)(1\gamma).$$

Отсюда следует, что длина хвоста $X \approx 300R_E$. Необходимо отметить, что длина геомагнитного хвоста не является, как это предполагалось [31], непосредственно мерой слияния силовых линий. Например, закрытая магнитосфера

может иметь или короткий хвост, или длинный. Длина зависит от трения на поверхности магнитопаузы, от распространения в хвосте магнитогидродинамических волн и других процессов, не имеющих ничего общего со слиянием силовых линий.

Десслер и Юдэй [97], используя модель магнитосферы с длинным хвостом (рис. 7.31), попытались объяснить природу быстрых частиц в полярных сияниях движением частиц во внутренние области с поверхности хвоста. Вращение Земли закручивает полярные силовые линии, в то же время они сносятся, образуя спираль (см. рис. 7.31) с шагом $\lambda \sim 1000\ R_E$. Авторы полагают, что, авроральные частицы получают энергию в магнитопаузе, где солнечный ветер взаимодействует с магнитосферной плазмой. Природа механизма ускорения ими, однако, не рассматривалась. Из этой модели следует, что авроральные частицы можно обнаружить в кольцевом сечении хвоста. Поскольку хвост в этом случае открытый, ожидаемой сопряженности авроральных процессов не будет, хотя некоторые крупномасштабные характеристики могут быть похожими.

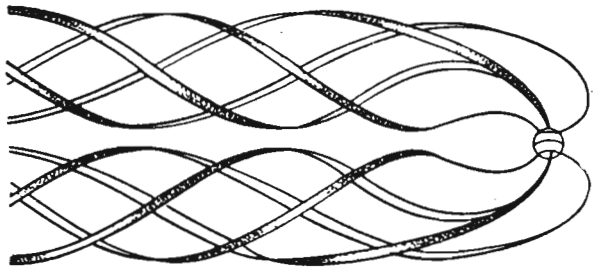


Рис. 7.31. Модель полярных сияний.

Вальтерс [98], используя соотношения (7.100)—(7.103) на границе разрыва (с учетом угла между межпланетным магнитным полем и солнечным ветром), нашел, что геомагнитный хвост не должен лежать строго вдоль линии Земля — Солнце. Он показал, что из-за наклона направления потока по отношению к межпланетному полю ($\sim 45°$) скачок давления на утренней стороне Земли больше, чем на сумеречной. Этот эффект, складываясь с эффектом аберрации (который должен привести к отклонению примерно на 5° относительно линии Земля — Солнце), создает отклонение хвоста на 10—25° по отношению к линии Земля — Солнце. Если направление потока солнечных силовых линий меняется, то Земля должна «вилять своим хвостом». Вальтерс предположил, что такие колебания хвоста могли бы объяснить наблюдения «Эксплорера-10», когда спутник неоднократно пересекал хвост. Измерения на спутнике «Вела», по-видимому, показывают, что колебаний хвоста не происходит.

Луна, возможно, также обладает магнитным хвостом. 14 декабря 1963 г. магнитометр, установленный на ИМП-1, зарегистрировал необычно большую напряженность межпланетного поля порядка 14γ. Кроме того, поле было более нерегулярным, чем обычно. Это было в тот день, когда Луна почти полностью закрыла спутник от Солнца (рис. 7.32). Спутник находился приблизительно на $32R_E$ от Земли. Угол Солнце — Луна — спутник составлял около 10°, так что спутник находился внутри конуса Маха. Измеренное возмущенное магнитное поле, возможно, относится к следу Луны [99]. Однако это измерение было единственным и поэтому довольно неопределенным. Возможно, что это явление было связано с солнечной вспышкой класса 1+, которая произошла 13 декабря. Луна, по-видимому, представляет собой препятствие на пути солнечного ветра. Магнитное поле Луны небольшое. «Луна-2» показала, что поле меньше 100γ [101]. Но даже если первоначально поле было слабым, то, как предположил Голд [102], оно должно возрасти приблизительно до 50γ. Поскольку солнечный ветер падает на поверхность, солнечные магнитные силовые линии проникают внутрь. Магнитное поле стремится продиффундировать через Луну, но если проводимость σ сравнима с проводимостью земных горных пород, время диффузии [см. уравнение (2.119)], необходимое для того, чтобы магнитное поле просачивалось через Луну, составляет от нескольких дней до нескольких лет, и, следовательно, перед Луной солнечное магнитное поле возрастает примерно до 50γ. Поэтому независимо от природы взаимодействия солнечного ветра с Лу-

ной Луна — это препятствие на пути солнечного ветра, и, следовательно, должен образоваться след. Вопрос, будет ли перед Луной образовываться ударная волна, не ясен. Если ширина фронта ударной волны порядка ларморовского радиуса протонов, то $\Delta \sim R_c \sim 1000$ *км*. Поскольку радиус Луны $R = 2000$ *км*, условие для возникновения ударной волны $R_c \ll R$ в действитель-

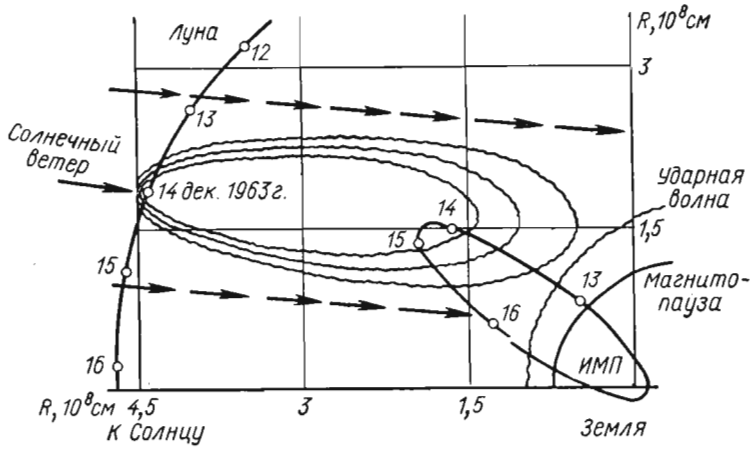


Рис. 7.32. Взаимное положение Луны и спутника ИМП-1 в декабре 1963 г. в проекции на плоскость эклиптики.

ности не выполняется. Предварительные измерения на спутнике АИМП показывают, что Луна, по-видимому, обладает слабым, если вообще обладает, следом, и не имеет ударной волны [175]. Это говорит о низкой электропроводности Луны (по крайней мере ее поверхности)*.

Результаты наблюдений	Открытая модель	Закрытая модель
Существование геомагнитного хвоста [65]	Согласуется	Согласуется
Быстрое проникновение электронов солнечного ветра в хвост [34]	»	Не согласуется
Величина $B_\perp$ в магнитопаузе [28]	Иногда согласуется	Часто согласуется
Система авроральных *DS*-токов	Согласуется	Согласуется
Величина $B_\perp$ в нейтральном слое в хвосте [65]	»	Согласуется (имеется в виду короткий хвост)
Полярная дневная зона магнитных возмущений [12]	»	То же
Изменение направления магнитного поля ($N \longrightarrow S$) в магнитопаузе и начало магнитной бухты [33]	»	—
Отклонение B от дипольного на высоких широтах λ при больших R [12, 14]	—	Иногда согласуется

После рассмотрения конфигурации магнитосферы и различных происходящих в ней процессов, по-видимому, стоит попытаться обобщить все сказанное и выяснить вопрос, является ли магнитосфера открытой или закрытой. Ниже приводятся результаты различных наблюдений.

* Последние данные об исследовании магнитного поля и потока плазмы в районе Луны на космических аппаратах «Эксплорер-33», «Эксплорер-35» и «Аполлон-12» содержатся в докладах Несса и Сонетта на XIII сессии КОСПАР, Ленинград 1970 г. — *Прим. науч. ред.*

Продолжение таблицы

Результаты наблюдений	Открытая модель	Закрытая модель
Ширина квазинейтрального слоя [64]	Не согласуется	Согласуется
Плотность плазмы в хвосте [87, 90, 91]	Согласуется	»
Временное развитие РСА-событий [29—32]	Не ясно	
Нейтральная точка Х-типа или О-типа вблизи лобовой точки [28]	»	
Сопряженность полярных сияний или магнитных возмущений [21]	»	
Плазменные потоки в хвосте, направленные к Земле	»	
Электрическое поле поперек нейтрального слоя	Нет еще измерений	

Отсюда видно, что еще слишком рано делать вывод о том, какая из моделей является правильной. По мнению автора книги обе модели правильны. Возможно, что существует некоторая связь между солнечным магнитным и геомагнитным полями. Эта связь иногда может быть сравнительно высокой, особенно во время магнитных бурь. Возможно также, что существуют значительные периоды, когда эта связь очень мала.

НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Мы не будем пытаться охватить все возможные типы неустойчивостей. Это сложно и долго. Кратко обсудим лишь те, которые, возможно, играют важную роль в динамике радиационных поясов. Существует два основных класса неустойчивостей. Магнитогидродинамические неустойчивости—макроскопические процессы со сравнительно низкими частотами, которые можно исследовать с помощью уравнений магнитной гидродинамики: а) желобковая или перестановочная неустойчивость, б) неустойчивость Рэлея—Тейлора и в) неустойчивость Кельвина—Гельмгольца.

Микронеустойчивости, которые зависят от детальных микроскопических свойств плазмы. Если функция распределения немаксвелловская, анизотропная, или имеет два энергетических максимума, то плазма может быть неустойчивой. Это высокочастотные неустойчивости: а) двухпучковая, б) зеркальная и в) конусная.

Исследование на устойчивость может проводиться методом определения собственных значений и энергетическим методом [17, 103]. Энергетический метод, основанный на принципе минимума полной энергии системы, применяется при обсуждении желобковой неустойчивости.

В методе нахождения собственных значений, который в дальнейшем и будет использован, исследуется реакция системы на малое возмущение. Растет или нет амплитуда возмущения со временем? Если решение дается выражением e^{nt}, то необходимо знать, является ли n действительным числом или мнимым. Система неустойчива, если n — действительное число и $n > 0$; при $n < 0$ система устойчива. Если n комплексное и $\mathrm{Re}(n) < 0$, то возмущение носит характер затухающих колебаний. При $\mathrm{Re}(n) > 0$ система допускает существование нарастающих колебаний.

При отыскании собственных значений обычно используют уравнения магнитной гидродинамики, т. е. уравнения сохранения вещества, импульса (2.107), (2.111), уравнения Максвелла (2.112)—(2.115) и закон Ома (2.116). Они описывают столкновительную плазму, что, по-видимому, не соответст-

вует реальности. Однако переходная область имеет много свойств столкновительной среды — почти изотропное давление, потоки частиц с приблизительно максвелловским распределением по энергии, поэтому использование уравнений магнитной гидродинамики оправдано.

Неустойчивость Рэлея — Тейлора. Существуют некоторые эмпирические доказательства того, что граница магнитопаузы неустойчива и позволяет частицам проникать в магнитосферу. Авроральные частицы регистрируются внутри магнитосферы по существу непрерывно. Вполне вероятно, что они могут попасть сюда извне. Измеренный Сербу на ИМП [104] электронный поток с $E_e > 5$ *эв* не обнаруживает никакого разрыва в магнитопаузе. Это, возможно, указывает на свободный доступ электронов из переходной области. Существует несколько видов неустойчивостей, приводящих к прозрачной по отношению к частицам границе.

Познакомимся сначала с неустойчивостью Рэлея—Тейлора [105]. Устойчива или нет плазма, находящаяся в гравитационном поле и удерживаемая магнит-

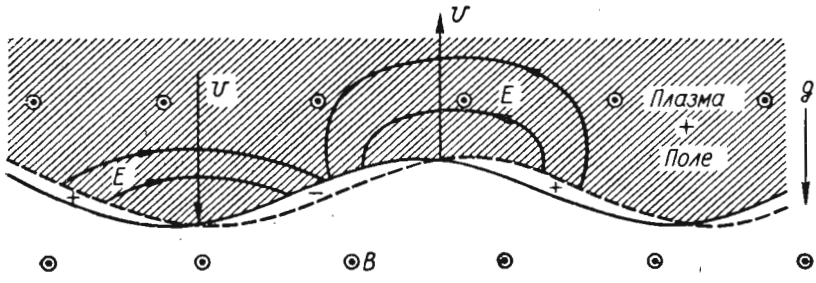


Рис. 7.33. Динамика развития рэлей-тейлоровской неустойчивости плазмы, находящейся в гравитационном поле и удерживаемой магнитным полем.

ным полем? Это напоминает знакомую задачу об устойчивости тяжелой жидкости, поддерживаемой легкой жидкостью. Как хорошо известно, такая система неустойчива. После рассмотрения данной задачи заменим гравитацию другой, более реальной для магнитосферы силой. При этом мы будем пользоваться одночастичным, а не магнитогидродинамическим приближением.

Чтобы решить вопрос об устойчивости, рассмотрим поведение во времени возмущения, которое описывается выражением $\Delta z = a \sin ky$ (рис. 7.33). Первоначально электроны и протоны дрейфуют в гравитационном поле в противоположных направлениях в соответствии с уравнением

$$\mathbf{V}_g = \frac{cm}{eB^2}\ \mathbf{g} \times \mathbf{B}. \tag{7.40}$$

Если поле B направлено нормально к плоскости рис. 7.33 (к нам), то дрейф происходит вдоль поверхности раздела в направлении оси y. Дрейф вызывает поверхностное разделение зарядов:

$$\delta\sigma = ne\delta(\Delta z) = ne\ \frac{\partial(\Delta z)}{\partial y}\, dy. \tag{7.41}$$

Изменение поверхностного заряда во времени описывается выражением

$$\frac{\partial\sigma}{\partial t} = neV_g \frac{\partial(\Delta z)}{\partial y} = ne\, V_g\, ka \cos ky. \tag{7.42}$$

Пренебрегая дрейфом электронов, который меньше ионного в m/M раз, получим

$$\frac{\partial\sigma}{\partial t} = -\frac{ncMg}{B} ak \cos ky. \tag{7.43}$$

Поверхностный ток создает вдоль границы электрическое поле

$$\varepsilon \mathscr{E}_y = 4\pi\sigma = 4\pi\sigma_0 \cos ky, \tag{7.44}$$

где ε — диэлектрическая проницаемость плазмы.

Поле в плазме

$$\mathscr{E}_y = \frac{4\pi\sigma_0}{\varepsilon} \cos ky\, e^{-kz}. \tag{7.45}$$

Оно вызывает вертикальный $\mathscr{E} \times \mathbf{B}$ дрейф со скоростью

$$V_z = -\frac{4\pi\sigma_0 c}{\varepsilon B} \sin ky\, e^{-kz}. \tag{7.46}$$

Уравнение движения границы в этом случае имеет вид

$$\frac{\partial(\Delta z)}{\partial t} = V_z(z=0) = -\frac{4\pi\sigma_0 c}{\varepsilon B} \sin ky \tag{7.47}$$

или

$$\frac{da}{dt} = -\frac{4\pi c\sigma_0}{\varepsilon B}, \tag{7.48}$$

где a — амплитуда возмущения. Дифференцируя это уравнение и используя соотношение (7.43), получаем

$$\frac{\partial^2 a}{dt^2} = \frac{4\pi c}{\varepsilon B}\left(\frac{nMcg}{B}\right) ka \approx gka. \tag{7.49}$$

При этом использовалось равенство $\varepsilon \approx \frac{4\pi nMc^2}{B^2}$. Интегрируя, находим

$$a(t) = a_0 e^{\sqrt{gk}\, t}. \tag{7.50}$$

Это соотношение показывает, что возникшее из-за дрейфа поверхностное разделение зарядов создает электрическое поле, которое, в свою очередь, вызывает $\mathscr{E} \times \mathbf{B}$ дрейф, приводящий к экспоненциальному нарастанию возмущения поверхности (см. рис. 7.33). Инкремент нарастания оказывается точно таким, как и в случае обычной гравитационной неустойчивости Рэлея — Тейлора.

Если изменить знак g, то при этом изменится знак V и поверхность, как и следовало ожидать, станет устойчивой.

Аналогичная неустойчивость может развиваться под действием и других, не гравитационных сил. Рассмотрим систему с искривленными силовыми линиями. На частицы, как показано на рис. 7.34, действует центробежное ускорение $v_\parallel^2/R_l$. Картина в этом случае полностью эквивалентна показанной на рис. 7.33, только g в этом случае необходимо заменить $v_\parallel^2/R_l$. Такая система неустойчива, и желобок на поверхности (см. рис. 7.34, *б*) нарастает. Если изменить знак кривизны силовых линий, то система станет устойчивой.

Подобные неустойчивости могут возникать и вследствие градиента магнитного поля. В этом случае необходимо заменить g выражением $v_\perp{}^2/2R_l$. Вращение магнитосферы также может создать центробежную силу, действующую на частицу $\omega^2 r$, и привести к возникновению неустойчивости. Какая из рассмотренных неустойчивостей существенна для магнитопаузы? Вблизи лобовой точки магнитопауза должна быть устойчивой по отношению к проникновению солнечного ветра по следующим причинам.

1. Эффект кривизны силовых линий здесь действует в обратную сторону. Солнечный ветер падает на выпуклые силовые линии, поэтому система устойчива. Градиентный (∇B) дрейф имеет тот же знак и увеличивает устойчивость.

2. Центробежная сила, возникающая из-за вращения магнитосферы, превосходит силу тяжести, и результирующий эффект противоположен по знаку,

изображенному на рис. 7.33. Поэтому система устойчива. Вдоль экватора центробежная сила превышает гравитационную силу ($\omega^2 r > g$) для расстояний

$$r > 6{,}7\, R_E. \tag{7.51}$$

Однако вблизи нулевых точек, расположенных в случае замкнутой магнитосферы на высоких широтах (рис. 7.1), граница должна быть неустойчивой. Кривизна силовых линий здесь такова, что может развиваться неустойчивость Рэлея—Тейлора [106]. Солнечный ветер в этом случае может проникать далеко в глубь магнитосферы на $\lambda \sim 80°$. Неустойчивость вблизи нейтральной точки и возбуждаемые при этом волны, распространяющиеся вдоль силовых линий, возможно, обусловливают возникновение в дневное время [107] на $\lambda \sim 80°$ так называемых полярных дневных возмущений.

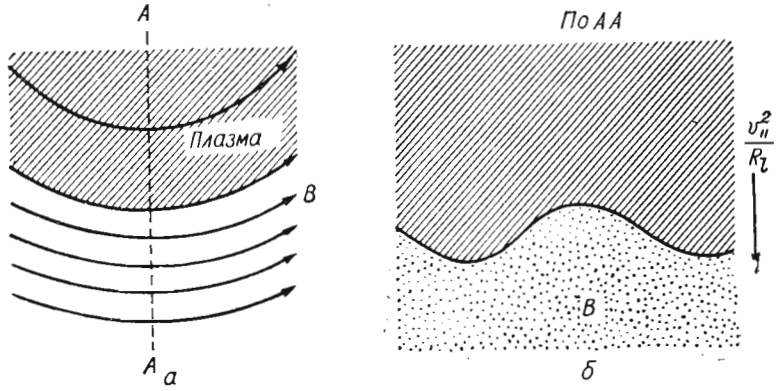


Рис. 7.34. Неустойчивость Рэлея — Тейлора; система с искривленными силовыми линиями.

На ночной стороне Земли на $8R_E$ внешняя граница области захваченной радиации может оказаться неустойчивой. Вследствие неустойчивости Рэлея—Тейлора для захваченных частиц появится возможность просачиваться сквозь границу.

Двухпотоковые неустойчивости. В некоторых случаях, когда имеются два потока частиц, движущихся друг относительно друга, может возникнуть микронеустойчивость. Это нетрудно показать, рассматривая простую одномерную задачу [108] для двух пучков со скоростями $+v_0$ и $-v_0$ без учета теплового движения и магнитного поля. Из уравнения (2.107) имеем

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(nv) = 0, \tag{7.52}$$

а из уравнения (2.111)

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v\frac{\partial v}{\partial x} = \frac{e}{m}\mathscr{E}. \tag{7.53}$$

Электрическое поле определяется уравнением (2.115)

$$\frac{\partial \mathscr{E}}{\partial x} = 4\pi e\,(n^+ + n^-). \tag{7.54}$$

Потоки связаны электрическим полем, которое определяется суммарной плотностью частиц. Если в одном потоке возникает малое возмущение, вызовет ли взаимодействие этого потока с другим рост возмущения или нет? Рассмотрим малое возмущение:

$$\left.\begin{aligned} n &= n_0 + n_1; \\ v &= v_0 + v_1; \\ \mathscr{E} &= \mathscr{E}_1, \end{aligned}\right\} \tag{7.55}$$

где n_0 и v_0 не изменяются ни в пространстве, ни во времени. Поэтому можно написать:

$$\left.\begin{aligned} n_1 &\to n_1 e^{i(kx+\omega t)}; \\ v_1 &\to v_1 e^{i(kx+\omega t)}; \\ \mathscr{E}_1 &\to \mathscr{E}_1 e^{i(kx+\omega t)}. \end{aligned}\right\} \tag{7.56}$$

Подставляя эти выражения в уравнения (7.52) и (7.53), а затем линеаризуя их, получаем:

$$i(\omega \pm kv_0) n_1^{\pm} = -i kn_0 v_1^{\pm}; \tag{7.57}$$

$$i(\omega \pm kv_0) v_1^{\pm} = \frac{e}{m} \mathscr{E}_1, \tag{7.58}$$

где $n_1^{\pm}$ и $v_1^{\pm}$ —малые возмущения для обоих направлений движения. Решая систему относительно $n_1^{\pm}$ и подставляя его значение в уравнение (7.54), получаем дисперсионное соотношение

$$\frac{\omega_p^2}{(\omega + kv_0)^2} + \frac{\omega_p^2}{(\omega - kv_0)^2} = 1; \quad \omega_p^2 = \frac{4\pi n_0 e^2}{m}. \tag{7.59}$$

Решение уравнения (7.59) дает следующее выражение:

$$\omega^2 = k^2 v_0^2 + \omega_p^2 \pm \sqrt{\omega_p^4 + 4\omega_p^2 k^2 v_0^2}. \tag{7.60}$$

Отсюда следует, что ω^2 отрицательна, а система неустойчива, если

$$kv_0 < \sqrt{2}\,\omega_p. \tag{7.61}$$

В случае, когда $k^2 v_0^2 \ll \omega_p^2$, решение уравнения (7.60) дает следующие инкременты неустойчивости:

$$\operatorname{Im}\omega = kv_0, \quad \omega_p. \tag{7.62}$$

Максимальный инкремент достигается при $\operatorname{Im}\frac{d\omega}{dk} = 0$. Нетрудно найти и его значение:

$$\omega = \omega_p/2.$$

Соответствующее волновое число определяется выражением $k = \omega_p\sqrt{3}/2v_0 \approx \approx 0{,}866\,\omega_p/v_0$. Учтем теперь тепловое движение (рис. 7.35). Если за время

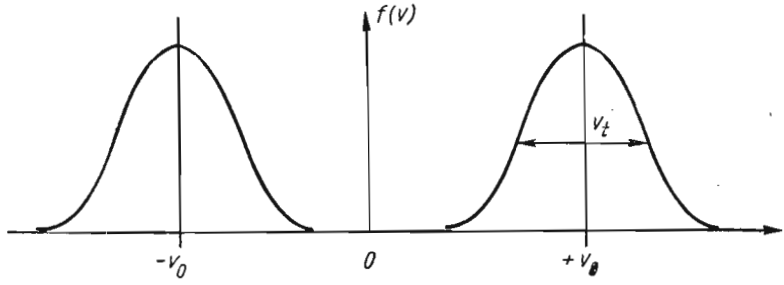


Рис. 7.35. Функция распределения системы с направленными навстречу друг к другу плазменными потоками (система неустойчива в том случае, когда относительная скорость потока $2v_0 > v_t$).

нарастания неустойчивости частицы разойдутся в пределах длины волны возмущения, то это приведет к нарушению когерентности и вызовет затухание неустойчивости.

Условие устойчивости определяется выражением

$$v_t/\omega > 1/k = \lambda/2\pi, \tag{7.63}$$

или, с учетом уравнения (7.62), имеем

$$v_t > v_0. \tag{7.64}$$

Если относительная скорость потоков мала по сравнению с тепловой, система будет устойчивой. Более строгое рассмотрение дает такое же условие устойчивости. Устойчивость системы обеспечивается механизмом затухания Ландау.

Неустойчивость Кельвина—Гельмгольца. Солнечный ветер, обтекающий магнитосферу, создает условия, аналогичные тем, при которых ветер вызывает появление волн на воде. Для исследования этой неустойчивости могут быть использованы уравнения магнитной гидродинамики.

Предположим, что имеется плоская поверхность $z = 0$ разрыва тангенциальной составляющей скорости и магнитного поля, отделяющая два полупространства (рис. 7.36, *1* и *2*), занятых однородной недиссипативной плазмой [109, 110]. Рассмотрим простейший случай, когда магнитное поле **B** параллельно скорости **U** и направлено вдоль оси x. Равновесие поверхности раздела определяется балансом давлений

$$p_1 + \frac{B_1^2}{8\pi} = p_2 + \frac{B_2^2}{8\pi} \quad \text{при} \quad z = 0. \tag{7.65}$$

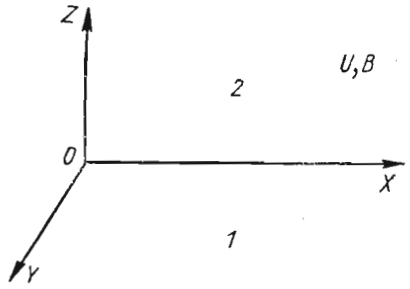


Рис. 7.36. Система координат, используемая при рассмотрении неустойчивости Гельмгольца.

Исследуем устойчивость этой системы, рассматривая малые отклонения от состояния равновесия. Обозначим возмущения скорости, плотности, давления и магнитного поля соответственно как **u** (= u, v, w), $\delta\rho$, δp и **b**. Предположим, что пространственно-временная зависимость возмущенной величины $f(\mathbf{x}, t)$ определяется выражением

$$f(\mathbf{x}, t) = f(z)\, e^{nt + i\,kx}.$$

Возмущения, нормальные к магнитному полю, не оказывают влияния на развитие неустойчивости, так как сводятся просто к перестановке силовых линий. Возмущения вдоль поля могут привести к изгибу силовых линий и, следовательно, могут представлять интерес при исследовании устойчивости системы.

Линеаризованные уравнения движения можно записать в виде:

$$\left.\begin{aligned} &\rho\sigma u = -i\,k\delta p; && \sigma = n + i\,kU; \\ &\rho\sigma v = \frac{i\,kB}{4\pi} b_y; \\ &\rho\sigma w = -\frac{d}{dz}(\delta p) - \frac{B}{4\pi}\left(\frac{db_x}{dz} - i\,kb_z\right). \end{aligned}\right\} \tag{7.66}$$

Из уравнения непрерывности имеем

$$\sigma\delta\rho = -\rho\,\nabla\mathbf{u}, \tag{7.67}$$

а из уравнения Максвелла

$$\left.\begin{aligned} &\sigma b_x = i\,kBu - B\,\nabla\cdot\mathbf{u}; \\ &\sigma b_y = i\,kBv; \\ &\sigma b_z = i\,kBw; \end{aligned}\right\} \tag{7.68}$$

$$i\,kb_x + \frac{d}{dz} b_z = 0. \tag{7.69}$$

За уравнение состояния примем уравнение адиабаты $\delta p = c_s^2 \delta\rho$, где $c_s = (\gamma p/\rho)^{1/2}$ — скорость звука. Заметим, что уравнения для v и b_y связывают только эти возмущения и не зависят от других переменных. Из уравнений (7.66) и (7.68) имеем

$$(\sigma^2 + k^2 V_A^2)\, b_y = 0, \tag{7.70}$$

где V_A — альвеновская скорость: $V_A = B/(4\pi\rho)^{1/2}$. Поскольку $b_y \neq 0$, получаем $\sigma = \pm i k V_A$, откуда

$$n = \pm i k (V_A \pm U). \tag{7.71}$$

Колебания представляют собой альвеновские волны с частотой, испытывающей доплеровское смещение вследствие движения среды. Остается лишь решить уравнения (7.66)—(7.68) с соответствующими граничными условиями. Поскольку $\delta p = c_s^2 \delta\rho$, уравнения (7.66) и (7.67) приведем к виду

$$u = \frac{i c_s^2 k}{\sigma^2 + c_s^2 k^2} \frac{dw}{dz}. \tag{7.72}$$

Рассмотрим уравнение (7.66):

$$\rho\sigma w = -c_s^2 \frac{d}{dz}\delta\rho - \frac{B}{4\pi}\left(\frac{i}{k}\frac{d^2}{dz^2} b_z - i k b_z\right) =$$

$$= \frac{c_s^2 \rho}{\sigma}\frac{d}{dz}\nabla\cdot\mathbf{u} - \frac{i B}{4\pi k}\left(\frac{d^2}{dz^2} - k^2\right) b_z =$$

$$= \frac{c_s^2 \rho}{\sigma}\frac{d}{dz}\left(i k u + \frac{dw}{dz}\right) + \frac{B^2}{4\pi\sigma}\left(\frac{d^2}{dz^2} - k^2\right) w =$$

$$= \frac{c_s^2 \rho}{\sigma}\frac{d}{dz}\left[\frac{i k\, i c_s^2 k}{\sigma^2 + c_s^2 k^2}\left(\frac{dw}{dz}\right) - \frac{dw}{dz}\right] + \frac{\rho V_A^2}{\sigma}\left(\frac{d^2}{dz^2} - k^2\right) w. \tag{7.73}$$

Это уравнение перепишем в виде

$$[\sigma^2 (c_s^2 + V_A^2) + V_A^2 c_s^2 k^2]\frac{d^2 w}{dz^2} = (\sigma^2 + c_s^2 k^2)(\sigma^2 + V_A^2 k^2) w. \tag{7.74}$$

Решения, обращающиеся в нуль при $z = \pm\infty$, запишем так:

$$\left.\begin{aligned} w_1 &= A_1 e^{m_1 z} \quad \text{при} \quad z < 0, \\ w_2 &= A_2 e^{-m_2 z} \quad \text{при} \quad z > 0, \end{aligned}\right\} \tag{7.75}$$

где $m_j^2 = \dfrac{(\sigma_j^2 + k^2 V_{A_j}^2)(\sigma_j^2 + k^2 c_{s_j}^2)}{\sigma_j^2 (c_{s_j}^2 + V_{A_j}^2) + k^2 V_{A_j}^2 c_{s_j}^2}$, а $j = 1;\ 2$.

Значки 1 и 2 относятся к величинам, соответствующим нижнему и верхнему полупространствам.

В этом случае должны выполняться следующие граничные условия:

1. Нормальная компонента смещения должна быть непрерывной при $z = 0$. Если ξ — смещение вдоль оси z, то необходимо, чтобы $\xi(-0) = \xi(+0)$. Отсюда следует, что w/σ должна быть непрерывной при $z = 0$, так как $w = \frac{d\xi}{dt} = \frac{\partial\xi}{\partial t} + (\mathbf{U}\cdot\nabla)\xi = \sigma\xi$. Из уравнения (7.75) получаем

$$A_1/n_1 = A_2/n_2. \tag{7.76}$$

2. Нормальная компонента магнитного поля должна быть непрерывной при $z = 0$. Из уравнения (7.68) замечаем, что $b_z = i k B w/\sigma$. Таким образом, это условие удовлетворяется как следствие первого условия непрерывности нормальной компоненты смещения.

3. Нормальная компонента натяжения должна быть непрерывна при $z = 0$. Это приводит к следующему граничному условию:

$$\delta p_1 + \frac{1}{4\pi}(\mathbf{B}\cdot\mathbf{b})_1 = \delta p_2 + \frac{1}{4\pi}(\mathbf{B}\cdot\mathbf{b})_2. \tag{7.77}$$

Используя предыдущие соотношения, получаем из (7.77) дисперсионное уравнение

$$\frac{\rho_1}{(\sigma_1^2 + c_{s_1}^2 k^2)^{1/2}}\left[\sigma_1^2(V_{A_1}^2 + c_{s_1}^2) + V_{A_1}^2 c_{s_1}^2 k^2\right]^{1/2}(\sigma_1^2 + V_{A_1}^2 k^2)^{1/2} =$$

$$= \frac{\rho_2}{(\sigma_2^2 + c_{s_2}^2 k^2)^{1/2}}\left[\sigma_2^2(V_{A_2}^2 + c_{s_2}^2) + V_{A_2}^2 c_{s_2}^2 k^2\right]^{1/2}(\sigma_2^2 + V_{A_2}^2 k^2)^{1/2}. \tag{7.78}$$

Рассмотрим результаты, которые получаются в случае, когда $\rho_1 = \rho_2$, $V_{A_1} = V_{A_2}$, $c_{s_1} = c_{s_2}$, $U_1 = -U_2 = U$. Дисперсионное уравнение в этом случае сводится к виду

$$n^2 + 2n^2(k^2U^2 + c_s^2 k^2) + k^4U^4 - 2c_s^2 k^4 U^2 + \frac{2c_s^4 k^4 V_A^2}{V_A^2 + c_s^2} = 0. \tag{7.79}$$

Полагая $U_p = \mathrm{i}\, n/k$, получаем

$$U_p^4 - 2U_p^2(c_s^2 + U^2) + \left(U^4 - 2U^2 c_s^2 + \frac{2c_s^4 V_A^2}{V_A^2 + c_s^2}\right) = 0. \tag{7.80}$$

Корни этого уравнения определяются формулой

$$U_p^2 = c_s^2 + U^2 \pm \left[(c_s^2 + U^2)^2 - \left(U^4 - 2U^2 c_s^2 + \frac{2c_s^4 V_A^2}{V_A^2 + c_s^2}\right)\right]^{1/2} =$$

$$= c_s^2 + U^2 \pm c_s\left[c_s^2 + 4U^2 - \frac{2c_s^2 V_A^2}{c_s^2 + V_A^2}\right]^{1/2}. \tag{7.81}$$

Случай 1. Предположим, что дискриминант уравнения (7.81) положителен. Если $U_p^2 > 0$, то система является устойчивой, поскольку мы имеем только колебательные решения. Если U_p^2 отрицательно, то возникнет неустойчивость. Условие, при котором $U_p^2 < 0$, имеет вид

$$c_s\left[c_s^2 + 4U^2 - \frac{2c_s^2 V_A^2}{c_s^2 + V_A^2}\right]^{1/2} > c_s^2 + U^2, \tag{7.82}$$

или

$$U^2(c_s^2 + V_A^2)(U^2 - 2c_s^2) + 2c_s^4 V_A^2 < 0. \tag{7.83}$$

Пусть*

$$\beta = V_A^2/c_s^2 \tag{7.84}$$

и

$$\gamma^2 = U^2/c_s^2.$$

Уравнение (7.83) можно записать в следующем виде:

$$2\beta^2 + \gamma^2(1 + \beta^2)(\gamma^2 - 2) < 0, \tag{7.85}$$

---

* Обычно в физике плазмы символом β обозначают величину, обратную $\frac{V_A^2}{c_s^2}$, т. е. $\beta = 8\pi nkT/H^2$. — *Прим. ред.*

или

$$(1+\beta^2)\left[(\gamma^2-1)^2+\frac{\beta^2-1}{1+\beta^2}\right]<0. \tag{7.86}$$

Заметим, что пока $\beta \geqslant 1$, левая часть уравнения (7.86) всегда положительна, и поэтому неравенство (7.86) не выполняется.

Таким образом, для всех γ имеем чисто колебательную систему. Если $\beta^2<1$, то неравенство (7.86) выполняется при всех γ, таких, что

$$(\gamma^2-1)^2<\frac{1-\beta^2}{1+\beta^2}, \tag{7.87}$$

или

$$\gamma=\frac{U}{c}<\left[1+\left\{\frac{(1-\beta^2)}{(1+\beta^2)}\right\}^{1/2}\right]^{1/2}. \tag{7.88}$$

Случай 2. Если дискриминант уравнения (7.81) отрицателен, имеет место колебательная неустойчивость. Условие, при котором дискриминант отрицателен, имеет следующий вид:

$$c_s^2+4U^2-\frac{2c_s^2V_A^2}{c_s^2+V_A^2}<0. \tag{7.89}$$

Это эквивалентно требованию, что

$$\frac{2c_s^2V_A^2}{c_s^2+V_A^2}>4U^2+c_s^2, \tag{7.90}$$

или

$$\frac{V_A^2-c_s^2}{V_A^2+c_s^2}>\left(\frac{2U}{c_s}\right)^2. \tag{7.91}$$

Таким образом, при $U<U_s$, где U_s определяется выражением

$$\left(\frac{2U_s}{c_s}\right)^2=\frac{V_A^2-c_s^2}{V_A^2+c_s^2}, \tag{7.92}$$

имеет место колебательная неустойчивость. Из этого уравнения следует неравенство $V_A>c_s$.

Из сказанного выше можно сделать следующие выводы:

1. Если $V_A<c_s$, неустойчивость развивается при U, удовлетворяющих условию (7.88).
2. Если $V_A>c_s$, имеет место колебательная неустойчивость для всех $U<U_s$.

Из приведенного анализа следует, что при вполне разумных условиях граница может оказаться неустойчивой. Сен [111] обнаружил в южном полушарии области, в которых граница магнитопаузы может быть неустойчивой. Положение этих областей существенно зависит от угла между геомагнитным и межпланетным полями вблизи границы магнитопаузы.

УДАРНАЯ ВОЛНА И ОБЛАСТЬ ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ

Существование перед магнитосферой ударной волны было предсказано еще до того, как ее удалось отчетливо обнаружить. Жигулев [112], Келлог [113] и Аксфорд [114] предположили, что магнитосфера представляет собой препятствие на пути солнечного ветра, в результате чего и образуется ударная волна. Снаряд, движущийся со сверхзвуковой скоростью в воздухе, создает ударную волну. Если скорость достаточно высока, волна становится отходящей (рис. 7.37).

Скорость звука в межпланетной среде $c_s \sim 50$ *км/сек*. Если скорость солнечного ветра около 400 *км/сек*, то поток характеризуется числом Маха $M = v/c_s = 8$. Но более характерной скоростью распространения возмущений в данном случае является альвеновская скорость

$$V_A = B/\sqrt{4\pi\rho} \sim 50 \text{ км/сек}.$$

Таким образом, и альвеновское число Маха $M_A \sim 8$. Поскольку такие значения числа Маха указывают на сверхзвуковой характер потока, можно ожидать, что перед магнитопаузой установится ударная волна. Однако аналогия со снарядом не очень удачна. Ударная волна перед снарядом возникает вследствие столкновений между молекулами воздуха. Длина свободного пробега определяется выражением

$$\lambda = 1/n\sigma. \qquad (7.93)$$

Положив $n \approx 10$ *см*$^{-3}$ и взяв кулоновское сечение, соответствующее рассеянию протона с энергией 10 *эв*, $\sigma \sim 10^{-15}$ *см*^{2}, получим $\lambda \sim 10^{14}$ *см*. Это расстояние настолько превышает размеры магнитосферы, что можно полностью пренебречь столкновениями. Однако ударная волна характеризуется наличием резкого перехода между двумя различными состояниями вещества. И если столкновения не существенны, то возникает вопрос: чем же обусловлен этот переход? В присутствии магнитного поля плазма ведет себя как жидкость, причем характерным масштабом изменения величин является ларморовский радиус; для протона с энергией 1 *кэв* на расстоянии 1 *а. е.* он составляет 1000 *км*.

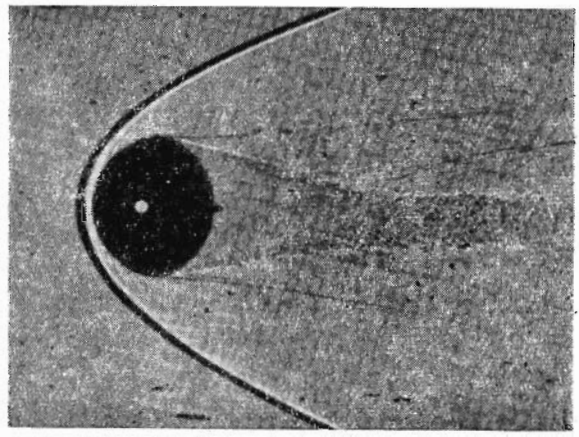


Рис. 7.37. Картина обтекания препятствия при $M = 4{,}5$ [169].

Ларморовский радиус оказывается столь малым по сравнению с размерами магнитосферы, что солнечный ветер будет обтекать ее подобно жидкости. Частицы, находящиеся на одной силовой линии, движутся в потоке вместе. Если скорость потока дозвуковая, течение может быть ламинарным и ударная волна не возникнет. Но если скорость потока больше скорости распространения возмущений (звуковой, альвеновской или какой-либо другой), то образуется ударная волна. Для того чтобы обогнуть препятствие, набегающая плазма изменяет направление движения, но если сигнал не может распространяться вверх по течению и тем самым «сообщить» плазме об этом изменении, то возникает ударная волна. В случае солнечного ветра, обтекающего магнитосферу, эта волна бесстолкновительная.

Для описания ударной волны Келлог [113] и Аксфорд [114] использовали уравнения сверхзвуковой аэродинамики. Такая процедура, как указывают сами авторы, незаконна, поскольку она предполагает доминирующую роль столкновений в среде. Тем не менее можно ожидать, что такой метод приведет к достаточно хорошему описанию положения фронта ударной волны. Это связано с тем, что положение ударной волны определяется законами сохранения массы, импульса и энергии. Детальную же структуру фронта нельзя выявить из уравнений сверхзвуковой аэродинамики. Хида [115] рассчитал положение и кривизну сверхзвуковых ударных волн, возникающих перед сферическими препятствиями. Применяя эти расчеты к магнитосфере, Келлог и Аксфорд установили, что ударная волна отстоит от нее на величину порядка $4R_E$.

В аэродинамике из законов сохранения вещества, импульса и энергии можно найти изменение плотности, давления и температуры при переходе через фронт ударной волны. В системе координат, связанной с волной и движущейся со скоростью u_1, имеем:

(1)	(2)
Перед фронтом ударной волны	За фронтом ударной волны
$u_1 \longrightarrow$	$u_2 \longrightarrow$
$\rho_1,\ p_1,\ T_1,\ \varepsilon_1$	$\rho_2,\ p_2,\ T_2,\ \varepsilon_2$

Скорость $u_2 = u_1 - u$, где u — скорость вещества за фронтом ударной волны. Из закона сохранения потока вещества на поверхности разрыва имеем

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 = m. \tag{7.94}$$

Сила, действующая на единичную площадку, создает изменение импульса вещества на поверхности разрыва

$$\left.\begin{aligned} &p_2 - p_1 = m(u_1 - u_2) = \rho_1 u_1^2 - \rho_2 u_2^2, \\ \text{или}\quad &p_1 + \rho_1 u_1^2 = p_2 + \rho_2 u_2^2. \end{aligned}\right\} \tag{7.95}$$

Работа, совершаемая в единицу времени, в этом случае равна

$$\Delta W = p_2 u_2 - p_1 u_1. \tag{7.96}$$

Изменение энергии единицы объема вещества на фронте ударной волны равно совершаемой работе:

$$\frac{p_2 u_2}{m} - \frac{p_1 u_1}{m} = \left(\frac{1}{2} u_1^2 + \varepsilon_1\right) - \left(\frac{1}{2} u_2^2 + \varepsilon_2\right), \tag{7.97}$$

где ε — внутренняя энергия единицы массы вещества. Отсюда

$$\frac{p_1}{\rho_1} + \frac{1}{2} u_1^2 + \varepsilon_1 = \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{1}{2} u_2^2 + \varepsilon_2. \tag{7.98}$$

Из уравнений (7.94), (7.95) и (7.98), называемых уравнениями Ранкина — Гюгонио, можно найти изменение параметров вещества на фронте ударной волны. Используя выражение для внутренней энергии идеального газа

$$\varepsilon = \frac{p}{\rho} \cdot \frac{1}{\gamma - 1}, \tag{7.99}$$

где $\gamma = 5/3$ — отношение теплоемкостей для одноатомного газа с тремя степенями свободы, находим

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma-1)p_1 + (\gamma+1)p_2}{(\gamma+1)p_1 + (\gamma-1)p_2} \quad \text{при} \quad \xrightarrow{p_2/p_1 \to \infty} \quad \frac{\gamma+1}{\gamma-1}; \tag{7.100}$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2}{p_1}\left[\frac{(\gamma+1)p_1 + (\gamma-1)p_2}{(\gamma-1)p_1 + (\gamma+1)p_2}\right] \to \frac{p_2}{p_1}\left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1}\right); \tag{7.101}$$

$$u_1^2 = \frac{1}{2\rho_1}[(\gamma-1)p_1 + (\gamma+1)p_2] \to \frac{p_2}{2\rho_1}(\gamma+1); \tag{7.102}$$

$$u_2^2 = \frac{1}{2\rho_1}\frac{[(\gamma+1)p_1 + (\gamma-1)p_2]^2}{[(\gamma-1)p_1 + (\gamma+1)p_2]} \to \frac{p_2}{2\rho_1}\frac{(\gamma-1)^2}{\gamma+1}. \tag{7.103}$$

Предельный переход в правой части уравнений осуществлен для случая сильной ударной волны $p_2/p_1 \to \infty$. Соответственно для числа Маха имеем выражение

$$M_1^2 = \frac{u_1^2}{c_{s_1}} = \frac{1}{2\gamma p_1}[(\gamma - 1)p_1 + (\gamma + 1)p_2] \to \frac{p_2}{p_1}\left[\frac{\gamma+1}{2\gamma}\right], \tag{7.104}$$

где $c_s^2 = \gamma p/\rho$ — квадрат скорости звука. Применим теперь (хотя и условно) эти соотношения с $\gamma = 5/3$ и $M = 8$ для ударной волны, расположенной перед магнитосферой. Из уравнения (7.104) находим, что $p_2/p_1 = 80$, так что использовать приближение сильной ударной волны вполне допустимо: $\rho_2/\rho_1 = 4$ и $T_2/T_1 = 20$.

До сих пор мы даже не упоминали о магнитном поле. Воспользуемся уравнениями магнитной гидродинамики, которые включают магнитное поле, но все же предполагают доминирующую роль столкновений [116]. Подставляя

$$p^* = p + B^2/8\pi \tag{7.105}$$

и

$$\varepsilon^* = \varepsilon + B^2/8\pi \tag{7.106}$$

в уравнения Ранкина—Гюгонио (7.94), (7.95) и (7.98), получаем систему магнитогидродинамических уравнений для случая, когда магнитное поле перпендикулярно скорости ударного фронта. Уравнения (7.100)—(7.103) для сильных ударных волн остаются справедливыми, в этом случае надо сделать следующую замену:

$$\gamma \to \gamma^* = \beta\gamma + (1 - \beta)\gamma_m, \tag{7.107}$$

где $\beta = \varepsilon/\varepsilon^*$ и $\gamma_m = 2$ — эффективный показатель адиабаты магнитного поля. Из уравнения (7.107) замечаем, что

$$\gamma^* \geqslant \gamma. \tag{7.108}$$

На поверхности разрыва имеем новое граничное условие для $B_{\perp u}$:

$$B_1 u_1 = B_2 u_2. \tag{7.109}$$

Для волны, распространяющейся вдоль поля, получаем $B_1 = B_2$.

При обтекании аэродинамическим потоком сферического препятствия ударная волна отстоит от него на расстоянии Δ, определяемом выражением

$$\frac{\Delta}{D} \approx 1{,}1\,\frac{\rho_1}{\rho_2} = 1{,}1\,\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \sim 0{,}25, \tag{7.110}$$

где $D = 13R_E$ — эффективный радиус магнитосферы; для $\gamma = 5/3$ $\Delta = 3{,}3R_E$, что близко к реальности.

В случае бесстолкновительной ударной волны мы не можем быть действительно уверены, что все эти граничные условия остаются справедливыми. Если не существует процессов, благодаря которым энтропия за фронтом может возрастать, то возможны лишь уединенные волны, которые постепенно затухают, и плазма возвращается в первоначальное состояние. Возможно, однако, что такие электромагнитные процессы, как затухание Ландау или нелинейное взаимодействие, могут привести к изменению энтропии и к новому состоянию плазмы за фронтом. В этом случае уравнения (7.100)—(7.103) справедливы даже для бесстолкновительной плазмы. Хотя над этой проблемой работал целый ряд физиков, тем не менее не существует ясной картины структуры ударной волны или механизма процессов, которые там протекают и приводят к созданию турбулентной переходной области за фронтом. Каковы бы ни были эти процессы, ясно одно, что столкновения частиц несущественны.

Берд [117] рассмотрел разделение зарядов, которое должно происходить на фронте за счет возрастания магнитного поля B за фронтом волны. Он полагает, что электроны вблизи лобовой точки будут приобретать бо́льшую часть

энергии протонов, ускоряясь в электрическом поле, возникающем из-за разделения зарядов. Затем эта энергия будет постепенно переходить опять к протонам по мере того, как поток обтекает магнитосферу. Михель [118] подверг сомнению реальность такого процесса.

Разделение зарядов может быть существенно, но доминирующую роль, по-видимому, играют различные неустойчивости, возбуждение всевозможных волн и последующие взаимодействия типа частица—волна, волна—волна. Бунеман [119] изучал развитие бесстолкновительной ударной волны в случае двух взаимопроникающих потоков холодных несталкивающихся частиц. Он использовал уравнения Власова (больцмановское уравнение без интеграла столкновений) и исследовал эволюцию функции распределения f в одномерном случае. Оказалось, что возникающая неустойчивость возбуждает плазменные колебания. За время порядка десяти электронных плазменных колебаний система хаотизируется и термализуется. Энтропия системы при переходе через фронт возрастает вследствие нелинейного волнового взаимодействия.

Двухпучковые неустойчивости, возбуждающие плазменные колебания, изучал также и Паркер [120]. В этом случае протоны отдают свою энергию электронам и устанавливается равновесие. По мнению Паркера, доминирующим механизмом в образовании ударной волны будет механизм, приводящий к изменению состояния плазмы на наименьшем расстоянии. Ширина ударного фронта

$$L = \tau_{ip} u,$$

где u — скорость потока; τ_{ip} — период ионных плазменных колебаний

$$\tau_{ip} = \frac{0{,}75 \cdot 10^3}{\sqrt{n}}. \tag{7.111}$$

Здесь n — концентрация ионов. Полагая $n = 10$ *см*$^{-3}$ и $u = 500$ *км/сек*, получаем $L = 0{,}1$ *км*.

Возможно, что важную роль в формировании ударной волны помимо плазменных колебаний играют и другие волны. Фишман и др. [121] считают, что наиболее существенны магнитогидродинамические волны, а ширина ударного фронта должна определяться расстоянием, на котором происходит рассеяние волна—волна:

$$\lambda = \frac{4R_c^p}{\left(\frac{\Delta B}{B}\right)^2 M_A}. \tag{7.112}$$

В данном случае оно порядка ларморовского радиуса протона $R_c^p \sim 500$ *км*. Они полагают, что ударная волна возбуждает магнитогидродинамические волны на расстоянии около R_c^p. Взаимодействия же частиц с волнами, приводящие к релаксации и установлению максвелловского распределения, могут происходить и на некотором расстоянии от фронта за скачком плотности.

Гарднер и др. [122] рассматривали бесстолкновительную ударную волну с шириной фронта, равной ларморовскому радиусу электрона $\rho_e \sim 10$ *км*. Решение, описывающее волну конечной амплитуды в бесстолкновительной холодной плазме, было найдено Адламом и Алленом [123], а в случае плазмы с $T = 0$ и $B \perp u$ Моровитцем [124]. Решения имели вид стационарных уединенных волн — солитонов, не переходящих в ударные волны. Однако эта теория справедлива лишь для $M < 2$. При $M > 2$ происходит пересечение траекторий частиц. Численное решение для этого случая было получено Ауэром и др. [125]. При этом было показано, что магнитное поле имеет беспорядочную структуру, несколько напоминающую поле в переходной области. Однако этот анализ не является законченным и удовлетворительным.

Некоторые авторы [126—128] изучали бесстолкновительные ударные волны в сильных магнитных полях, нормальных к направлению потока:

$$\beta = NkT \Big/ \frac{B^2}{8\pi} \ll 1. \tag{7.113}$$

При этом токовый слой, формирующийся на фронте и возникающий вследствие относительного движения электронов и ионов (см. рис. 7.4), может быть неустойчив по отношению к раскачке двухпучковой неустойчивости, возбуждающей электронные плазменные колебания. Однако в космосе такая ситуация не реализуется. Межпланетная плазма обладает большим β, и возможно, что основные процессы, происходящие на фронте, слабо зависят от магнитного поля.

Тидман [129, 130] построил модель ударной волны, структура которой не зависит от магнитного поля в межпланетной плазме. В настоящее время, по-видимому, эта модель наилучшая. Тидман рассматривал картину с взаимопроникающими потоками протонов, находящихся перед фронтом и имеющих скорость u_1, и протонов за фронтом волны со скоростью u_2. Функция распределения по скоростям в ударной волне (следуя Мотту-Смитту [131]) представляется в виде суммы двух максвелловских функций, характеризующих плазму по обе стороны фронта. Каждая из них имеет вид

$$n(v) = k \exp\left[-\frac{|\mathbf{v}-\mathbf{u}_1|^2}{2V_1^2}\right], \tag{7.114}$$

где u_1 — скорость потока; V_1 — тепловая скорость до фронта.

Течение плазмы на фронте ударной волны оказывается двухпотоковым из-за наличия относительной скорости $u_2 - u_1$. Возникающая неустойчивость возбуждает ионные плазменные волны. Рассеяние частиц на турбулентном спектре ионных волн и является тем механизмом, в результате которого набегающий сверхзвуковой поток холодной плазмы становится дозвуковым и горячим в переходной области. Тидман [129] в квазилинейном приближении показал, что если перед фронтом ударной волны электронная температура выше ионной $T_{e_1} > T_{i_1}$, то может возникнуть ударная волна. Для сильных ударных волн, когда $M \gg 1$, скачок плотности на фронте достигает $\rho_2/\rho_1 = 4$. Изменение скорости потока $u_2/u_1 = 1/4$. Тепловая скорость за фронтом волны определяется выражением

$$\bar{V}_2^2 = V_{p_2}^2 + \frac{m_e}{m_p} V_{e_2}^2 \tag{7.115}$$

и связана со скоростью набегающего потока следующим образом:

$$\bar{V}_2^2 = u_1^2/16. \tag{7.116}$$

Расстояние, на котором плотность изменяется от ρ_1 до ρ_2, как показал Тидман, равно

$$L_S = A\frac{u_1}{\omega_{p_1}} \approx 1 \text{ км}, \tag{7.117}$$

где ω_{p_1} — ионная плазменная частота перед фронтом волны; A — постоянная величина, значение которой, по-видимому, лежит между 1 и 10. Магнитное поле изменяется на фронте на расстоянии по крайней мере двух ларморовских радиусов электрона:

$$L_B = \frac{2m_e c V_{e_2}}{cB_{\perp 1}} \approx 16 \text{ км}. \tag{7.118}$$

Хольцер и др. [20], а также Хеппнер и др. [14] обнаружили, что ширина фронта для магнитного поля $L_B = 0$ (10 км), что, по-видимому, согласуется с данной моделью. Вблизи фронта Хольцер [20] и Хеппнер [14] наблюдали распространение волн с частотой $f \sim 1$ гц. По мнению Тидмана, это могло быть связано с движением спутника со скоростью 10 км/сек относительно стоячей ударной волны. Модель Тидмана в настоящее время, по-видимому, наилучшим образом объясняет ударную волну в космосе. Интересно получить ответы на следующие вопросы:

1. Действительно ли скачок концентрации происходит на значительно меньших расстояниях, чем скачок магнитного поля?

2. Действительно ли $T_{e_1} > T_{p_1}$?

3. Имеются ли на фронте волны сильно флюктуирующие поля, амплитуда которых приближенно определяется выражением

$$\left(\frac{\delta \mathscr{E}}{8\pi}\right)^2 \sim \rho_2 m_p \overline{V}_2{}^2$$

с частотами порядка ионной плазменной частоты?

Результаты экспериментов. Ударная волна в космосе была впервые обнаружена при изучении энергичных электронов за пределами магнитопаузы. Фримэн [132], анализируя данные с детектора CdS, установленного на «Эксплорере-12», обнаружил в этой области возрастание потока электронов с энергией $1 < E_e < 10$ *кэв*. Потоки энергии ~ 30 *эрг/(см*^{2} *· сек · стер)* наблюдались обычно на расстоянии ~ 2—$3R_E$ за магнитопаузой, а затем внезапно уменьшались. Такой переход, по мнению Фримэна [132], свидетельствовал о существовании ударной волны, предсказанной Жигулевым, Келлогом и Аксфордом.

Как упоминалось ранее, магнитометр, установленный на ИМП-1, обнаружил два перехода на восходящей части витка. Первый переход соответствовал магнитопаузе. Затем на расстоянии в несколько земных радиусов наблюдалось второе изменение магнитного поля. Это изменение соответствовало ударной волне. На 11-м витке (см. рис. 7.7) ударная волна была зарегистрирована на $19{,}7R_E$. На фронте ударной волны магнитное поле составляло 10—20 γ и было очень нерегулярным.

Сонетт и Абрамс [133] проанализировали данные магнитометра с «Пионера-1» для переходной области между магнитосферой и межпланетным пространством, от $12{,}3R_E$ до $14{,}6R_E$*. Они обнаружили большие отклонения поля как по величине, так и по направлению. В этих экспериментах наблюдались импульсы конечной амплитуды с острыми гребнями, которые напоминают бесстолкновительные ударные волны. Результаты, полученные на спутниках ИМП, ОГО и «Пионер-6», значительно расширили и дополнили эту информацию.

В переходной области между ударной волной и магнитопаузой среднеквадратичное отклонение компонент напряженности магнитного поля, определяемое выражением

$$\delta x = \sqrt{(1/N) \sum_{i=1}^{N} \left(x^i - \overline{x}\right)^2}, \tag{7.119}$$

где

$$\overline{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} x^i, \tag{7.120}$$

довольно велико. Типичные значения $\delta B/B$, полученные на ИМП-1 за время около 5 *мин*, составляют 0,5—2. Эту область можно назвать турбулентной, хотя использование здесь данного термина не совсем точно.

Пересекая фронт ударной волны, мы попадаем в невозмущенную межпланетную среду. Здесь напряженность поля обычно составляет от 4 до 7γ — типичное значение для солнечного магнитного поля у орбиты Земли. Иногда оно возрастает до 10γ или падает до 1γ. В течение продолжительного времени магнитное поле остается устойчивым по величине и сравнительно устойчивым по направлению. На рис. 7.38 показано угловое распределение направлений поля. Наиболее часто направления поля составляют угол $\Phi = 50°$ или 230° по отношению к линии Земля — Солнце, что соответствует секторной структуре межпланетного поля. Вариации поля в межпланетном пространстве за фронтом ударной волны очень малы. По данным Несса [24] $\delta B/B < 0{,}1$. Лучшим индикатором положения ударной волны является внезапное возрастание флюктуаций поля. На рис. 7.7 показано положение ударной волны, полученное по данным ИМП-1.

* В американской литературе эту область обычно называют Magnetosheath. — *Прим. ред.*

Здесь же показано положение ударного фронта, предсказанное Спрейтером и Джонсом [135] на основании аэродинамических расчетов. В качестве профиля препятствия они брали профиль магнитопаузы в экваториальной плоскости и предполагали существование у магнитопаузы вращательной симметрии.

Несс также обнаружил нейтральные поверхности нулевого поля между волокнами, идущими от Солнца. Измерения на ИМП-1 указывают, что в межпланетном пространстве магнитное поле направлено под углом $\theta = 10—20°$ к плоскости эклиптики. При этом составляющая поля, нормальная к плоскости эклиптики, направлена преимущественно на юг. Это может быть очень существенно для построения различных моделей магнитосферы. Если это поле солнечного происхождения, его поведение должно отражать процес-

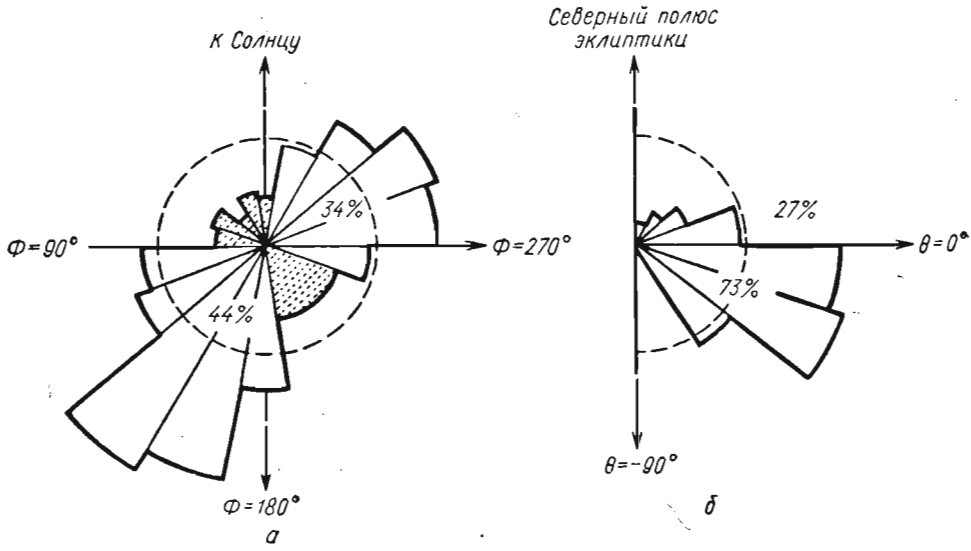


Рис. 7.38. Статистическое распределение направления межпланетного магнитного поля в плоскости эклиптики (*а*) и в перпендикулярной к ней плоскости (*б*) по данным ИМП-1 [134]. Усреднение проводилось в течение 3 *ч*. Штриховой кривой показано изотропное распределение.

сы, происходящие на Солнце. Однако регистрируемая величина вертикальной компоненты составляет около 1γ и может быть отнесена за счет аппаратурных погрешностей.

С помощью данных, полученных на ИМП-2, Фэрфилд и Несс [136] установили связь между межпланетным магнитным полем и полем в переходной области. Межпланетное поле переносится через фронт ударной волны, поджимается и, по-видимому, обволакивает магнитосферу, так что направление поля становится тангенциальным к магнитопаузе.

В тот момент, когда магнитометр на ИМП-2 зарегистрировал прохождение фронта ударной волны, на плазменных зондах наблюдались внезапные изменения. В межпланетном пространстве перед ударной волной разброс по энергиям частиц солнечного ветра мал, а поток направлен от Солнца. При переходе через ударный фронт поток частиц становится сравнительно изотропным, а плазма существенно термализуется.

На рис. 7.39 показаны результаты, полученные с помощью ловушки Фарадея, на первом витке спутника ИМП-1 [137]. Как видно из рисунка, поток протонов с энергией $220\ эв < E_p < 640\ эв$ обнаруживает максимумы и минимумы при каждом вращении спутника. При этом магнитопауза пересекалась примерно на $11{,}5R_E$, а ударная волна на $17R_E$. В переходной области от $11{,}5R_E$ до $17R_E$ модуляция, обусловленная вращением спутника, была мала. За ударным фронтом на расстояниях, больших $17R_E$, плазменный поток имеет строго определенное направление, свойственное солнечному ветру.

На рис. 7.40 показаны аналогичные результаты, полученные на спутнике «Вела» [138]. В межпланетном пространстве плазма сравнительно моноэнергична. В переходной области она сильно термализуется, а угловое распределение протонов становится почти изотропным.

Аналогичные результаты были получены и с помощью электростатического плазменного анализатора, установленного на ИМП-1 [139]. При обработке

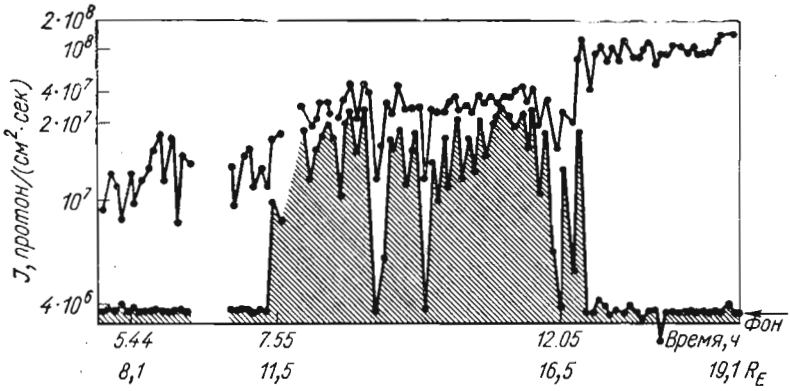


Рис. 7.39. Зависимость потока протонов от геоцентрического расстояния. Положения границ устанавливались по исчезновению отчетливой модуляции между 11,3 и 16,8 R_E.

этих данных Вольф пользовался следующими критериями, позволяющими различить три характерные области:

1. Граница магнитосферы, которая определялась по появлению или исчезновению плазмы (в пределах чувствительности аппаратуры).

2. Переходная область, которая характеризуется появлением широкого энергетического спектра, сильными флюктуациями величины и направления плазменного потока.

3. Ударная волна — внешняя граница, условно идентифицируемая с ударной волной, определялась по внезапному переходу от характеристик переходной области к довольно плавному потоку с узким энергетическим спектром и значительным плазменным потоком в солнечном направлении.

По данным магнитометра магнитопауза располагается на $10R_E$ в лобовой точке, расширяясь до $15R_E$, когда угол Солнце—Земля—спутник составляет 90°. В хвосте магнитосферы граница магнитопаузы приблизительно параллельна линии, соединяющей Солнце и Землю. Из этих же данных следует, что ударная волна отстоит от магнитосферы на $5R_E$, ослабевая с увеличением расстояния от оси Земля—Солнце. В переходной области плазменный поток сильно флюктуирует по направлению, но в среднем направлен от Солнца.

Наблюдалось интересное различие в показаниях двух плазменных зондов на ИМП-1. Цилиндр Фарадея зарегистрировал в переходной области вблизи лобовой точки изотропную плазму со скоростью потока $u \sim 0$. Однако возможно, что этот зонд давал ошибочные показания, обусловленные попаданием электронов. Электростатический анализатор обнаружил в окрестности лобовой точки сравнительно анизотропную плазму с $u_2/u_1 \sim 1/2$. Кроме того, анализатор дает, по-видимому, несколько завышенные по сравнению с цилиндром Фарадея значения скорости свободного плазменного потока. Природа такого различия в скоростях, если оно действительно существует, еще не ясна.

Плазменные зонды были установлены также на ОГО-1 и ИМП-2 [140]. Для сравнения с данными, полученными на «Веле», на рис. 7.41 даны четыре энергетических спектра для различных районов в переходной области. Существенной особенностью является то, что спектры, полученные при разных углах Солнце—Земля — спутник, совершенно подобны. Температуры заметно не

отличаются. Значения параметров по обе стороны поверхности разрыва, полученные Вольфом, приведены в табл. 7.1. При переходе через ударный фронт скорость потока падает лишь в два раза. Отсюда, а также из подобия спектров (см. рис. 7.41) Вольф делает вывод, что, возможно, это не ударная волна, а широкая возмущенная переходная область, предложенная Бернстейном и др. [141]. Однако вовсе не очевидно, что количественные данные Вольфа полностью

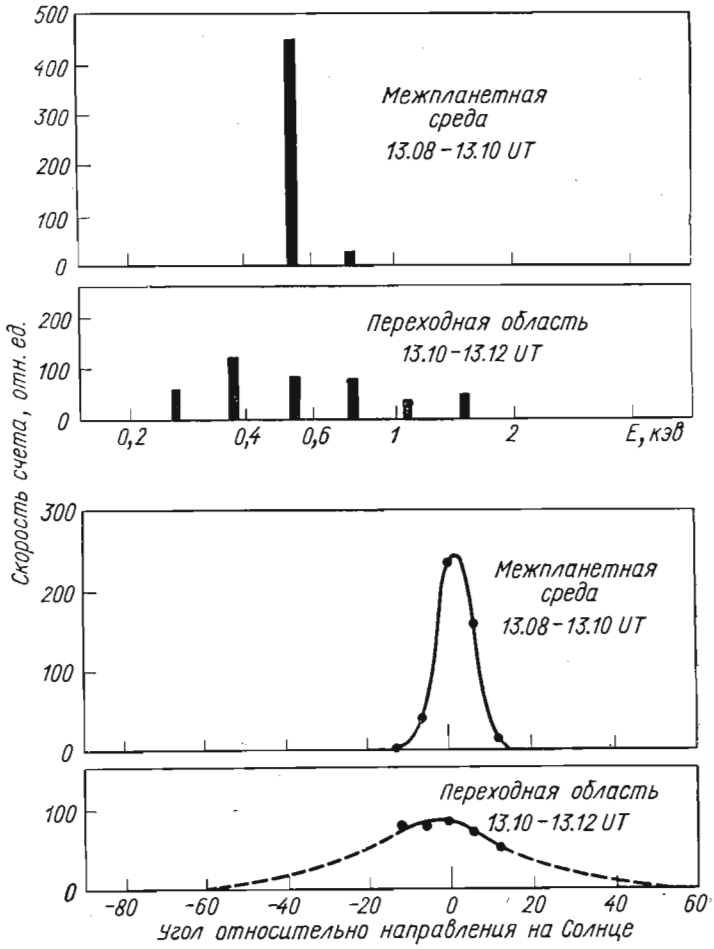


Рис. 7.40. Энергетические спектры и угловые распределения солнечной плазмы в межпланетном пространстве и в переходной области.

не согласуются с результатами, предсказанными из существования ударной волны.

Проведенные расчеты позволяют получить значения n, p, T и v в переходной области. Авторы работы [142] выполнили их для случая, когда вмороженное магнитное поле перпендикулярно к солнечному ветру. Лиз [15] рассмотрел случай, когда магнитное поле параллельно плазменному потоку. Вычисленные ими изменения параметров при переходе через фронт в районе лобовой точки показаны на рис. 7.42. Недавно Спрейтер [16] с помощью магнитогидродинамических уравнений получил значения параметров в переходной области. Плазма в межпланетном пространстве бесстолкновительная, и использование уравнений магнитной гидродинамики, вообще говоря, неправомерно. Однако возможно, что вследствие турбулентных процессов частицы в переходной области имеют почти изотропное угловое распределение и приблизительно тепловой

Таблица 7.1

Граничные условия на фронте ударной волны

Параметры плазмы	До фронта	После фронта
v_0, *км/сек*	712±13	434 ± 20
n, $см^{-3}$	2,46±0,5	4,14 ± 1,0
T, °K	$(2{,}0 \pm 0{,}5) \cdot 10^5$	$(1{,}0 \pm 0{,}2) \cdot 10^{6}$*
nmv_0^2, *эрг/см³*	$2{,}1 \cdot 10^{-8}$	$1{,}3 \cdot 10^{-8}$
nkT, *эрг/см³*	$6{,}8 \cdot 10^{-11}$	$5{,}7 \cdot 10^{-10}$
$B=5\gamma$; $B^2/8\pi$, *эрг/см³*	$1{,}0 \cdot 10^{-10}$	—
V_A, *км/сек*	70	—
% He	2,0	—

* 23% ионов из нетеплового хвоста: $n(E)\,dE \sim E^{-2,6}\,dE$.

энергетический спектр. Поэтому давление может быть изотропным и гидродинамическое приближение вполне допустимо.

Спрейтером было сделано и другое упрощение. В солнечном ветре плотность кинетической энергии много больше плотности энергии магнитного поля

$$\beta = 4\pi nmv^2/B^2 \approx 100.$$

Существование магнитного поля обеспечивает плазменному потоку свойства сплошной среды, но основной вклад в энергию потока дают частицы, а не

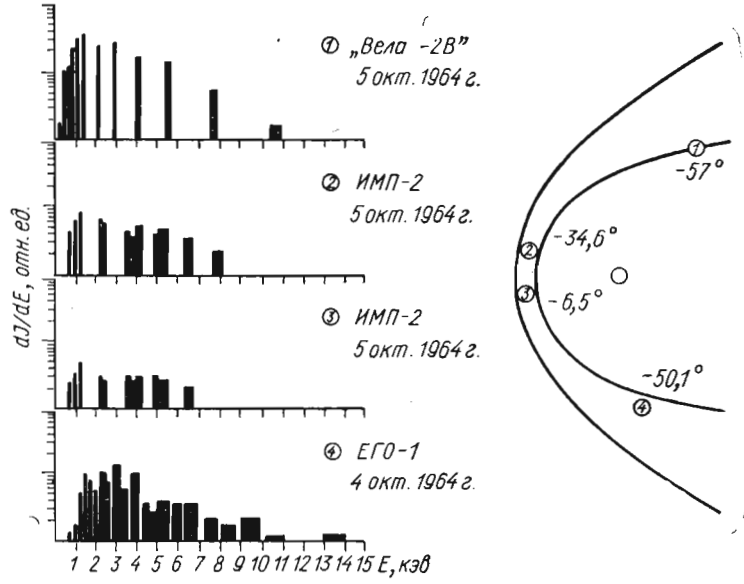


Рис. 7.41. Энергетический спектр протонов в переходной области.

поля. В этом случае поток должен быть совершенно аналогичен сверхзвуковому аэродинамическому потоку. Солнечный ветер имеет скорость в 5—10 раз больше альвеновской скорости, так что плазменный поток действительно является сверхзвуковым, или, лучше сказать, сверхальвеновским.

Спрейтер использовал уравнения магнитной гидродинамики, но, поскольку β велико, опустил все члены, содержащие магнитное поле. Поэтому его рас-

четы были чисто гидродинамическими и полученный им результат совпадает с данными Лиза.

Форма магнитопаузы на дневной стороне, определенная по зеркальному отражению частиц, является довольно хорошим приближением. На рис. 7.43 показаны значения различных параметров при переходе через ударный фронт. Для $\gamma = 2$ скачок скорости на фронте волны, когда угол Солнце — Земля — спутник равен 30°, составляет 2 : 1. Когда этот угол равен 10°, отношение скоростей порядка 3 : 1. Для $\gamma = 5/3$ скачок температуры в районе лобовой точки составляет 25 : 1, однако, если половина всей энергии будет передана электронам, соответствующий скачок температуры будет 12 : 1.

В табл. 7.2 представлены теоретические и экспериментальные данные о граничных условиях на фронте ударной волны. Величина скачка протонной температуры говорит о том, что приблизительно половина всей тепловой энергии переходит к электронам, в противном же случае отношение T_2/T_1 должно быть увеличено в два раза. Скачки скорости и плотности на фронте ударной волны экспериментально определены еще недостаточно хорошо, чтобы можно было сравнивать их с теоретическими значениями. Модель Тидмана для бесстолкновительной ударной волны с эффективным значением $\gamma = 5/3$, по-видимому, не дает хорошего согласия с экспериментальными значениями T_2, а следовательно, и v_2.

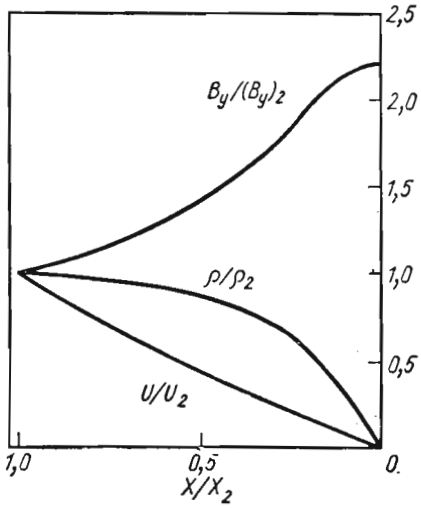


Рис. 7.42. Изменения напряженности магнитного поля B_y, скорости плазмы U и плотности плазмы ρ в зависимости от расстояния, которое изменяется от ударной волны до лобовой точки.

Драйер показал, как будет меняться ориентация магнитного поля при обтекании магнитопаузы, если первоначально силовые линии были перпендикулярны направлению потока (рис. 7.44). Экспериментальной проверки поведения силовых линий не было, и, по-видимому, ее будет трудно осуществить, так как поле в переходной области сильно возмущено. Общая картина обтекания плазмой магнитопаузы в достаточной степени подтверждается. Когда угол Солнце — Земля — спутник был равен 90°, на «Веле» были зарегистрированы протоны, движущиеся под углом 10° к линии Земля — Солнце. Когда угол составлял 140°, цилиндр Фарадея, установленный на «Эксплорере-10», обнаружил плазменный поток, направленный главным образом от Солнца.

На «Веле» было замечено, что магнитопауза и ударный фронт часто находятся в движении. Весьма вероятно, что это связано с изменением параметров в солнечном ветре. Многократные пересечения границы на одном витке наблюдались во многих случаях. Гозлинг и др. [143] предположили, что существуют колебания границы, или типа пульсаций, или поверхностных бегущих волн. Они показали также, что на $17R_E$ имеется наклон положения границы на 2—4° в западном направлении. Этот эффект, по-видимому, связан с аберрацией направления солнечного ветра из-за движения Земли по своей орбите вокруг Солнца. Дополнительное смещение, предсказанное Вальтерсом [98], с учетом направления межпланетного магнитного поля, по-видимому, не наблюдается.

Для получения спектра мощности магнитного поля в переходной области, геомагнитного поля и поля в межпланетном пространстве были проведены эксперименты. Для изучения флюктуаций магнитного поля в диапазоне частот от 10^{-2} до 10^3 *гц* Хольцер и др. [20] установили на ОГО-1 трехосевую измерительную катушку. Переход через магнитопаузу и ударную волну может быть легко обнаружен по изменению уровня сигнала. Уровень шума в переходной

Таблица 7.2

Изменение параметров плазмы при переходе через фронт ударной волны

Угол Солнце—Земля—спутник, *град*	U_2/U_1				N_2/N_1			
	Эксперимент	Теория			Эксперимент	Теория		
		$\gamma=2$; $M=8{,}7$ [16]	$\gamma=5/3$; $M=8$ [16]	[129]		$\gamma=2$; $M=8{,}7$ [16]	$\gamma=5/3$; $M=8$ [16]	[129]
~20	0,61±0,03	—	—	0,25	1,7±0,5	—	—	4
60	0,7	0,7	0,7	—	3,4	2,9	3,7	—
90	0,77±0,11	0,8	0,88	—	3,1±1,3	2,9	3,7	—

Угол Солнце—Земля—спутник, *град*	T_2/T_1			$\frac{V_2^2}{u_1}=\frac{(n\kappa T)_2}{\left(nm\,V_0^2\right)_1}\left(\frac{(2n_1)}{n_2}\right)$	
	Эксперимент	Теория		Эксперимент	Теория [129]
		$\gamma=2$; $M=8{,}7$ [16]*	$\gamma=5/3$; $M=8$ [16]		
~20	5,0±1,6	—	—	0,03	3/16
60	12	12	7	—	—
90	~10^8	7,5	4,5	—	—

* Предполагается, что половина всей энергии передается электронам.

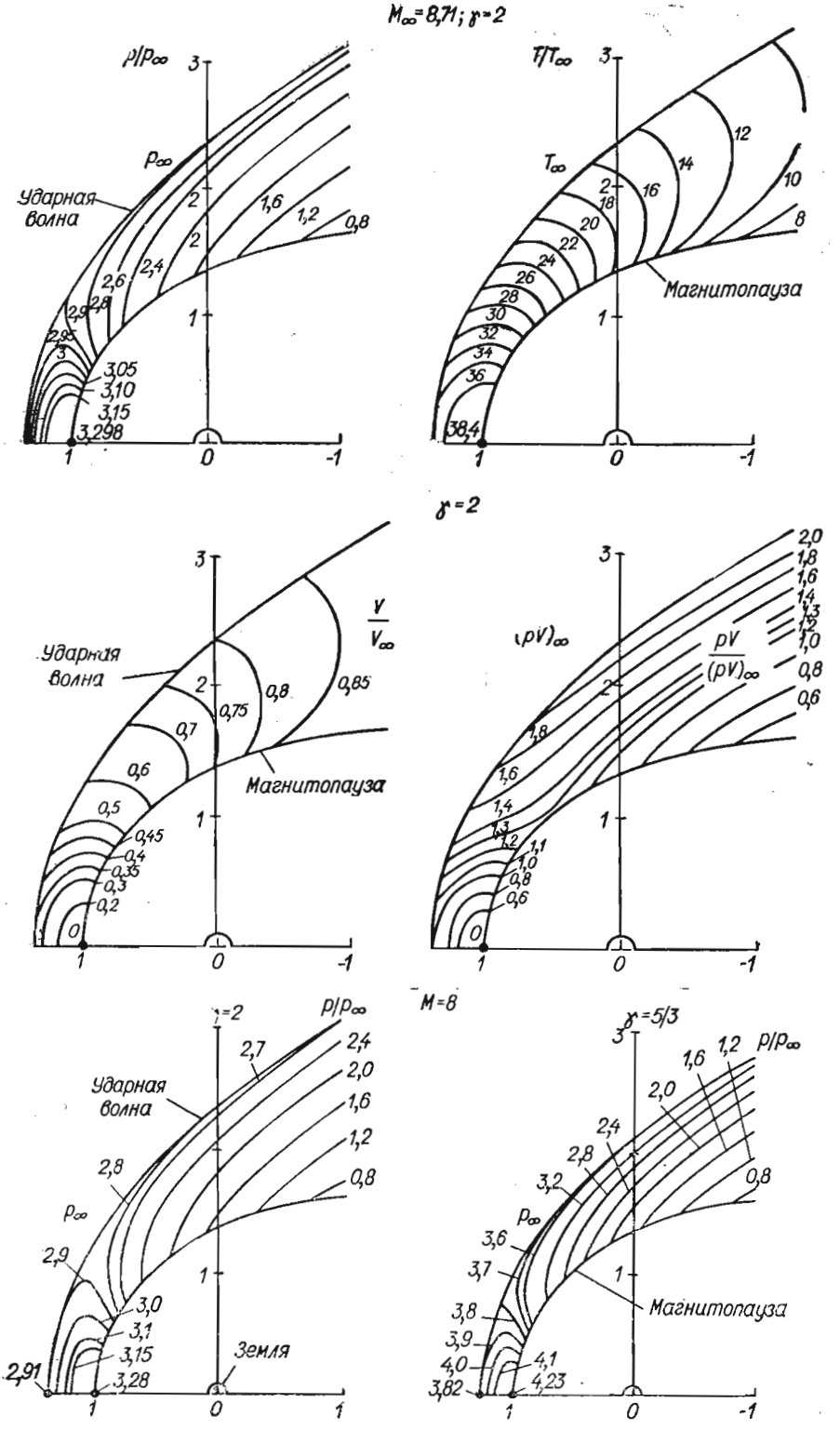

M∞=8,71; γ=2
p/p∞
Ударная волна
p∞
3,05
3,10
3,15
3,298
T/T∞
T∞
Магнитопауза
38,4
γ=2
V/V∞
Ударная волна
Магнитопауза
(pV)∞
pV/(pV)∞
M=8
γ=2
Ударная волна
p∞
2,91
3,0
3,1
3,15
3,28
Земля
γ=5/3
p/p∞
Магнитопауза
3,82
4,0
4,1
4,23

Рис. 7.43.

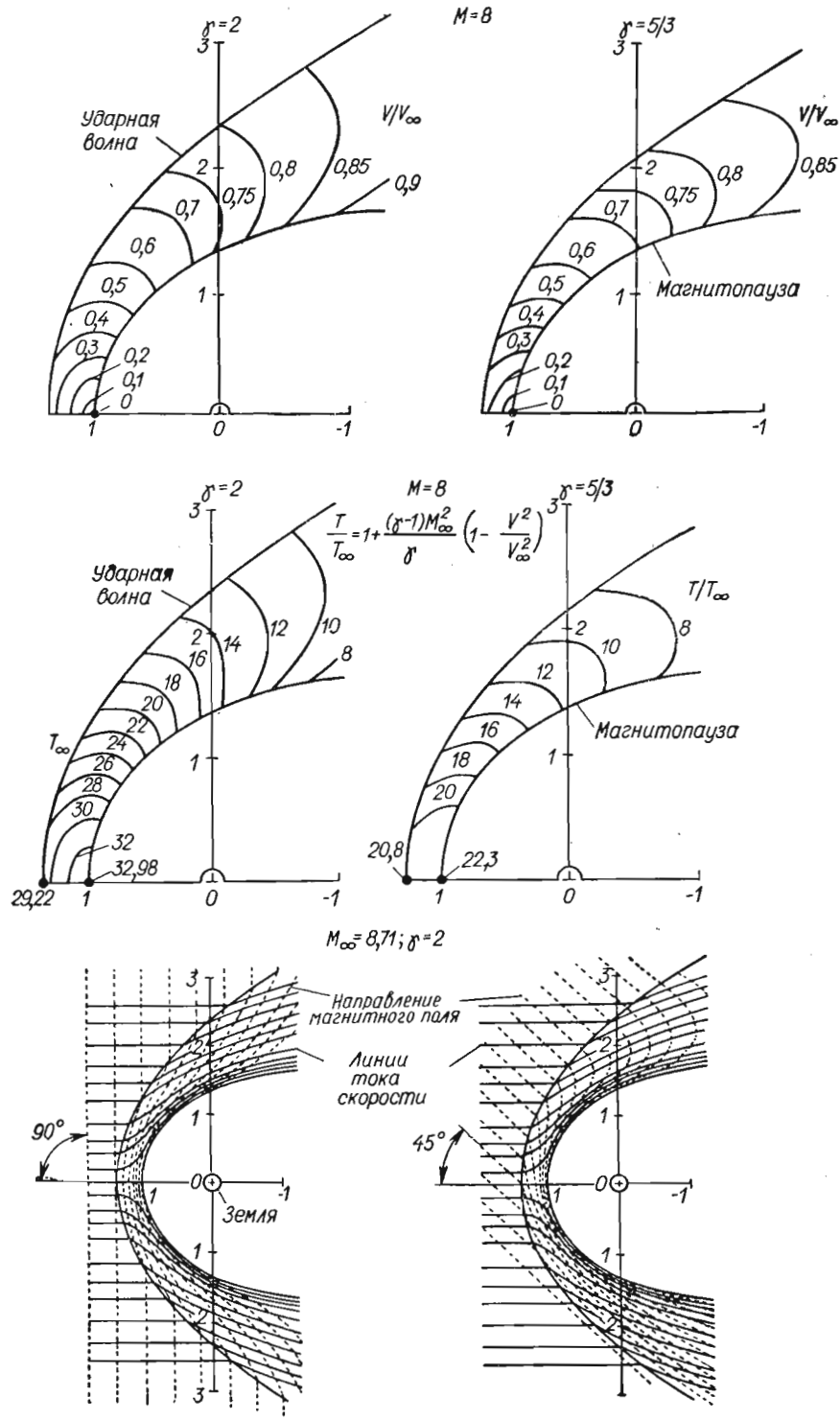


Рис. 7.43. Изменения плотности, скорости, температуры, потока вещества, линии ласти при различных

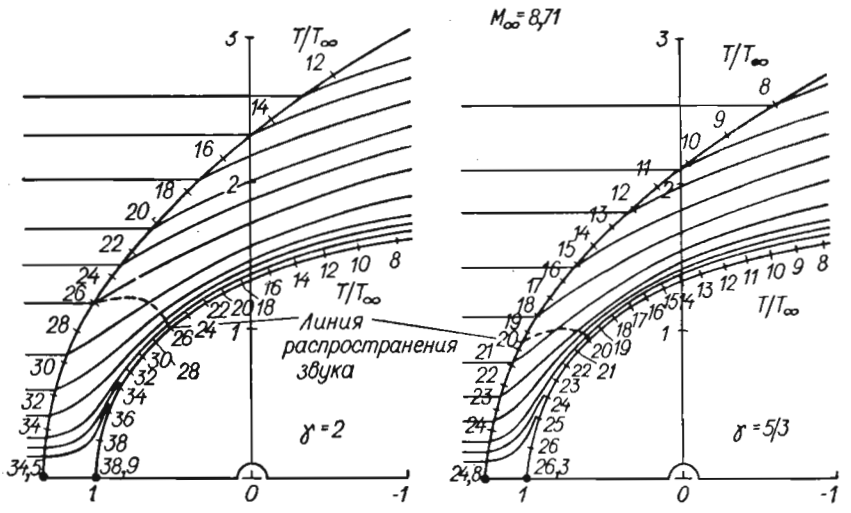
области значительно выше, чем в межпланетном пространстве и в магнитосфере. Ширина границы магнитопаузы составляла около 100 *км*. Ударный фронт может быть источником волн, и поэтому следовало ожидать, что пограничный слой будет турбулентным и сигнал в этой области будет значительно выше. Плотность энергии в интервале частот от 0,2 до 2 *гц* в переходной области оказалась приблизительно $1{,}5 \cdot 10^{-10}$ *эрг/см*^{3}, т. е. около 1% плотности кинетической энергии солнечного ветра.

На рис. 7.45 показан соответствующий спектр мощности, построенный по данным «Маринера-4» и ОГО-1 [20]. Эти результаты являются предварительными, и в них не сделана поправка на движение среды. Не были полностью проанализированы все возможные погрешности. В районе 0,1 *гц* в спектре, по-видимому, имеется некоторая тонкая структура. Здесь наблюдаются большие временные вариации спектра. Это говорит о том, что, возможно, наблюдаются последовательности больших импульсов, а не непрерывный стационарный шум.

Сигура [145], используя данные с ЕГО-1, показал, что в области ударной волны наблюдаются поляризованные по кругу волны значительной амплитуды с частотой порядка 1 *гц*. Возможно, что это электронные циклотронные волны типа свистов (доплеровский сдвиг делает анализ несколько неопределенным). Наиболее сильные волны наблюдаются в области ударного фронта. В межпланетной среде перед ударной волной также наблюдаются колебания магнитного поля. Сигура объясняет это просачиванием против течения волн, имеющих скорость, бо́льшую скорости солнечного ветра. Если волны возбуждаются неустойчивостью на фронте волны, как это предполагается в работе [141], то их легче всего обнаружить именно в этой области.

Весьма вероятно, что за фронтом ударной волны будет устанавливаться равновесное распределение частиц по энергиям. За счет турбулентных процессов энергия будет передаваться от протонов к электронам. Поэтому средняя энергия протонов и электронов за ударным фронтом должна быть одного порядка. Из рис. 7.41 следует, что средняя энергия протонов ~ 2 *кэв*, так что с точностью до трех $\overline{E}_p \sim \overline{E}_e$. Концентрация электронов в переходной области получается значительной, поскольку концентрация протонов здесь составляет 4—50 *см*$^{-3}$, а из-за квазинейтральности следует, что $n_e \approx n_i$.

Фримэн и др. [146] сообщили об обнаружении на «Эксплорере-12» больших электронных потоков с 1 *кэв* $< E_e <$ 10 *кэв* в переходной области. Детектор CdS зарегистрировал потоки энергии порядка 30 *эрг/(см*^{2}*·сек·стер)*, что со-



тока скорости и направления силовых линий магнитного поля в переходной обозначениях M_A и γ [8].

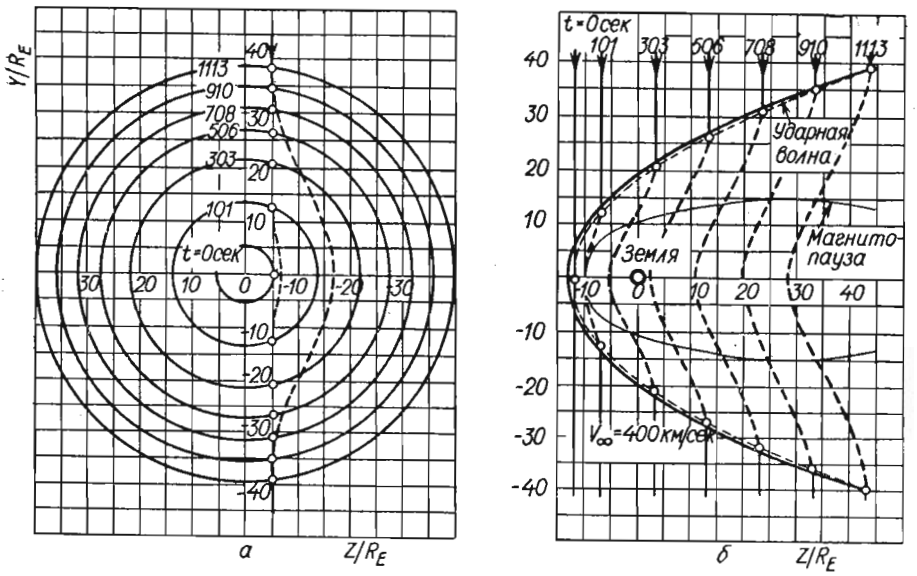


Рис. 7.44. Изменение ориентации магнитного поля при обтекании магнитосферы. Показаны последовательные конфигурации силовых линий в проекции на плоскость YZ (*а*) и на плоскость XY (*б*) (первоначально силовые линии были перпендикулярны направлению потока). $M_A = 7{,}7$, $\gamma = 2$ [42]. Стрелками указано направление магнитного поля. Точки соответствуют пересечению силовых линий с фронтом ударной волны.

ответствует потокам частиц с плотностями $J \sim 3 \cdot 10^{10}$ $см^{-2} \cdot сек^{-1}$ или концентрациям $n_e \sim 5$ $см^{-3}$.

Эти потоки наблюдались всякий раз, когда «Эксплорер-12» пересекал переходную область, вплоть до $24R_E$, а затем внезапно исчезали. Фримэн [132] принимал эту границу за фронт ударной волны.

Андерсон на ИМП-1 [54, 79] наблюдал в переходной области электроны с энергией $E > 45$ *кэв*. На рис. 7.46, *а* показаны электронные всплески, наблюдавшиеся спустя два дня после начала магнитной бури в переходной области и перед фронтом ударной волны при малых углах Солнце — Земля — спутник. Из рис. 7.46, *б* видно, что спустя восемь дней после начала бури электронных всплесков в переходной области не наблюдалось, а их концентрация во внешнем радиационном поясе значительно уменьшилась. По мнению Андерсона, эти всплески образуются вследствие сбрасывания частиц из внешней области захваченной радиации. По мнению Хесса, всплески производятся электронами, ускоренными в переходной области. Однако необходимо согласиться с тем, что ослабление электронных потоков во внешнем радиационном поясе происходит из-за потерь частиц в переходную область, возможно, за счет радиальной диффузии.

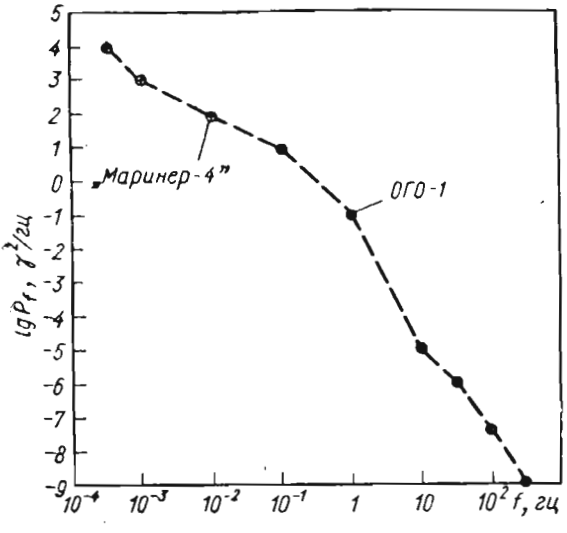
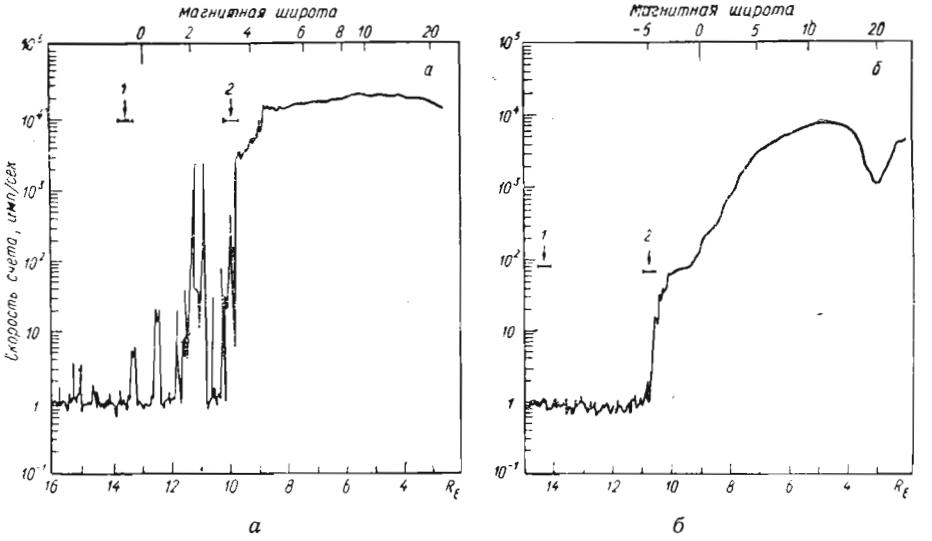


Рис. 7.45. Спектр флюктуаций магнитного поля в переходной области.

На более высоких магнитных широтах и при больших



а *б*

Рис. 7.46. Концентрация электронов с $E > 45$ *кэв* после магнитной бури внутри и снаружи магнитосферы Земли:

1 — ударная волна; *2* — магнитопауза.

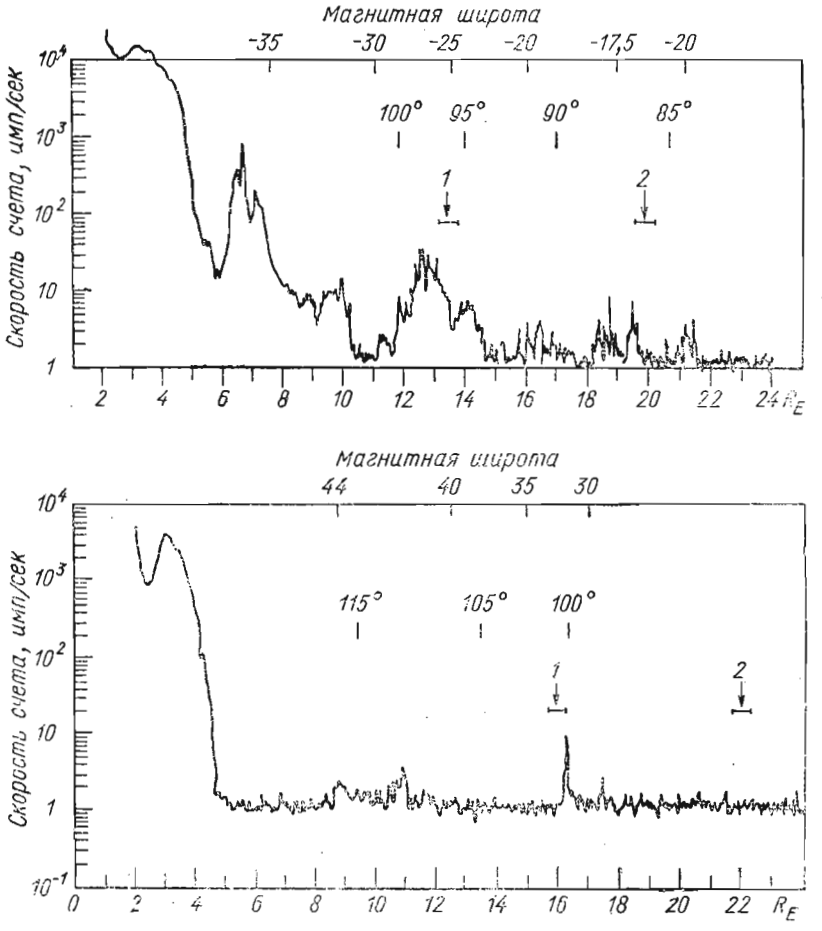


Рис. 7.47. Потоки энергичных электронов вблизи утреннего меридиана при больших углах Солнце—Земля—спутник и сравнительно высоких геомагнитных широтах:

1 — ударная волна; *2* — магнитопауза.

углах Солнце — Земля — спутник магнитосфера не заполнена захваченными частицами. Как показано на рис. 7.47, захваченные частицы наблюдаются на $6—7R_E$, хотя магнитопауза по данным магнитометра, установленного на ИМП-1, располагается на $13R_E$. При $\lambda = 35°$ $R = L^{\text{макс}} \cos^2 \lambda = 8 \cos^2 35° = 5{,}5R_E$, что хорошо согласуется с результатами, приведенными на рис. 7.47. Островки частиц, наблюдавшиеся вне области захваченной радиации, являются переходными положениями магнитосферы.

Здесь, по-видимому, необходимо пояснить, что мы понимаем под термином «захваченная радиация». Под захваченными частицами понимаются частицы, которые в состоянии совершить полный дрейф вокруг Земли. Иногда в литературе захваченными частицами называются частицы, совершающие два или более колебаний между зеркальными точками. Мы же будем называть такие частицы квазизахваченными.

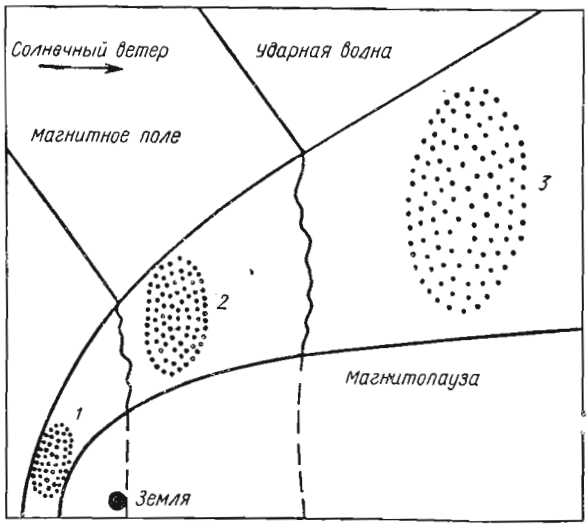


Рис. 7.48. Схема, иллюстрирующая эволюцию типичного электронного облака, когда оно переносится вниз по потоку. Затененные площади *1*, *2* и *3* характеризуют размер облака на трех различных стадиях.

Фэн и др. [147] также наблюдали на ИМП-1 электроны с $E > 30$ *кэв*. Они появились всплесками и в основном в переходной области. Плотность потока их достигала 10^7 *электрон*/(*см*^{2}·*сек*). По мнению автора, электроны ускорялись на фронте ударной волны, и поэтому наиболее отдаленные электронные островки определяют положение ударного фронта. Однако Джокипи и Дэвис [148] показали, что обнаруженные всплески электронов не локализованы на ударном фронте. Часть их была зарегистрирована перед фронтом. Джокипи и Дэвис указали также, что если бы электроны ускорялись на фронте ударной волны, то они должны были быть обнаружены во всей области вниз по потоку, так как электроны должны были бы дрейфовать со скоростью солнечного ветра через магнитное поле. Джокипи [149] показал, что некоторые частицы, находящиеся перед ударным фронтом, могут ускоряться за счет фермиевского механизма. При этом магнитными зеркалами являются ударная волна, где магнитное поле обычно возрастает, и магнитные нерегулярности, распространяющиеся с солнечным ветром. В переходной области частицы могут ускоряться в турбулентных магнитных полях.

Фэн и др. [150], используя данные, полученные на ИМП-1, показали, что с ростом угла Солнце — Земля — спутник энергетические спектры электронов становятся мягче. Если спектр электронов выразить в виде $J(>E) = J_0 E^{-\gamma}$, то оказывается, что $\gamma = 2{,}5$ —4,5, а при переходе от угла Солнце — Земля — спутник, равного 45°, к углу, равному 80°, возрастает на $\Delta\gamma \sim 0{,}5$. Наблюдаемые спектры оказываются жестче вблизи ударной волны при всех значениях угла Солнце — Земля — спутник. При больших углах потоки оказываются меньшими.

Джокипи и Дэвис [148] предположили, что электроны, ускоряющиеся на фронте ударной волны, будут дрейфовать со скоростью солнечного ветра вокруг магнитосферы и медленно диффундировать через нерегулярное магнитное поле в переходной области.

Когда такое электронное облако обтекает магнитосферу, оно может из-за уменьшения магнитного поля адиабатически расшириться. В результате ча-

стицы будут адиабатически терять энергию. Хотя все это согласуется с наблюдениями, Джокипи [151] полагает, что эти эффекты не являются преобладающими. В противном случае энергетический спектр должен был бы становиться жестче по мере приближения к магнитопаузе, а не к ударной волне, как это в действительности имеет место.

По мнению Джокипи [151], смягчение спектра может быть результатом более быстрой диффузии энергичных электронов в турбулентной области (рис. 7.48). Считая, что диффузия изотропна, а средняя длина свободного пробега равна λ, находим, что частица, имеющая скорость v, пройдет за Δt путь

$$\Delta x = (\lambda v\, \Delta t)^{1/2}. \tag{7.121}$$

Если λ падает с ростом v быстрее, чем $1/v$, смещение более энергичных электронов будет бо́льшим. Полагая λ приближенно равным ларморовскому радиусу протона R_c, наблюдаемое смягчение спектра можно объяснить дифференциальной диффузией. Если данная модель правильна, каждое электронное облако должно быть окружено более энергичными электронами.

УСКОРЕНИЕ В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ

Имеется несколько процессов, в результате которых в переходной области могут образоваться энергичные частицы.

Ферми-ускорение — это стохастический процесс, предложенный первоначально для объяснения природы космических лучей [152]. Идея, лежащая в основе этого механизма, заключается в том, что отдельные частицы, сталкиваясь с движущимися облаками плазмы с вмороженным магнитным полем, будут отражаться от них и набирать энергию, если облако приближалось, или терять энергию, если облако удалялось. При нерелятивистском столкновении с приближающимся со скоростью u облаком частица, имеющая первоначально скорость V, получит приращение скорости $2u$, так что

$$E' = \frac{m}{2}(V+u)^2 \approx E\left(1+\frac{2u}{V}\right). \tag{7.122}$$

Частота столкновений с приближающимся облаком определяется выражением $(V+u)/\lambda$, где λ — фермиевская длина взаимодействия или расстояние, проходимое частицей между столкновениями. Частота столкновений с удаляющимися облаками $(V-u)/\lambda$. Инкремент нарастания энергии

$$\frac{1}{E}\left\langle\frac{\Delta E}{\Delta t}\right\rangle = \left(\frac{2u}{V}\right)\left(\frac{V+u}{\lambda}\right) - \left(\frac{2u}{V}\right)\left(\frac{V-u}{\lambda}\right) = \frac{4u^2}{V\lambda} \equiv \alpha. \tag{7.123}$$

Считая, что скорость потерь определяется столкновениями, получим стационарное уравнение Фоккера—Планка:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial E}(\alpha \Delta E f) - \nu f = 0, \tag{7.124}$$

где ν — частота столкновений.

Решение этого уравнения имеет вид

$$f = kE^{-(1-\nu/\alpha)}. \tag{7.125}$$

Паркер [153, 154] рассматривал механизм ферми-ускорения в пограничном слое шириной в несколько сот километров между геомагнитным полем и солнечным ветром. Хотя он не анализировал переходную область, его работы заслуживают внимания. Паркер считал, что столкновения частиц и движущихся магнитных трубок определяют средние изменения энергии этих частиц. Вычисляя α и β в уравнении Фоккера—Планка, он получил следующее уравнение:

$$\frac{d^2 f}{dE^2} + \frac{3}{2E}\cdot\frac{df}{dE} - \frac{f}{E_W E} = 0, \tag{7.126}$$

где E_W — энергия частиц солнечного ветра. Решив его, Паркер нашел распределение по энергиям

$$f(E) = kE^{-1/2} \exp\left[-\left(\frac{E}{E_W}\right)^{1/2}\right]. \tag{7.127}$$

Интересно отметить, что подобным длинным хвостом обладает и распределение частиц в переходной области.

Старрок [156] рассмотрел стационарный стохастический процесс ускорения, возможный в переходной области. В результате такого процесса небольшая группа частиц ускоряется до больших энергий под действием переменного электрического поля. Старрок исходил из уравнения Фоккера—Планка для частиц, движущихся параллельно магнитному полю:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial v_\parallel}\left[\left\langle\frac{\Delta v_\parallel}{\Delta t}\right\rangle f\right] + \frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial v_\parallel^2}\left[\left\langle\left(\frac{\Delta v_\parallel}{\Delta t}\right)^2\right\rangle f\right]. \tag{7.128}$$

Оно может быть приведено к диффузионному виду:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial v_\parallel}\left[D(v_\parallel)\frac{\partial f}{\partial v_\parallel}\right], \tag{7.129}$$

где коэффициент диффузии в пространстве скоростей $D(v_\parallel)$ равен

$$D(v_\parallel) = 8\pi^2 \frac{e^2}{m} W_\parallel(\omega), \tag{7.130}$$

$W_\parallel(\omega)$ — плотность энергии электрического поля на единичный частотный интервал, а полная плотность энергии продольного электрического поля

$$W_\parallel = \int W_\parallel(\omega)\, d\omega = \frac{1}{8\pi}\langle \mathscr{E}^2_\parallel \rangle. \tag{7.131}$$

Старрок получил решение диффузионного уравнения для особого случая, когда в интервале скоростей, представляющих интерес, D постоянно. Это соответствует спектру, называемому белым шумом. Решение имеет вид

$$f(v_\parallel, t) = \left[\frac{m}{2\pi kT}\right]^{1/2} \exp\left(-\frac{mv_\parallel^2}{2kT}\right), \tag{7.132}$$

где $T = \left(\frac{mD}{k}\right) t$. Это максвелловское распределение с температурой, линейно возрастающей со временем. Для частиц, имеющих максимум в распределении при очень низких энергиях, как, например, у электронов солнечного ветра, максвелловская форма уравнения (7.132) должна достигаться асимптотически.

Старрок рассмотрел также поперечное или циклоторнное стохастическое ускорение и нашел, что в этом случае также достигается максвелловское распределение

$$f(E_\perp, t) = \frac{1}{kT}\exp\left(-\frac{E_\perp}{kT}\right), \tag{7.133}$$

где температура $T = \Gamma t/k$ линейно возрастает со временем. «Коэффициент диффузии» при этом равен

$$\Gamma = 8\pi^2 \frac{e^2}{m} W_\perp(\omega). \tag{7.134}$$

Старрок рассматривает возможность того, что высокоэнергичные электроны, наблюдаемые в турбулентной области, набирают энергию за счет стохастического ускорения в соответствии с формулой (7.133) [156]. В области ударной волны наблюдались сильно поляризованные по кругу волны с частотами около 1 *гц* [145]. Возможно, что это электронные циклотронные волны, т. е. модель Старрока может оказаться приемлемой.

Считая, что электроны ускоряются от 1 *эв* до 30 *кэв* на $1R_E$, найдем, что время, необходимое, чтобы набрать такую энергию, составляет около 10 *сек*. Отсюда из уравнения (7.134) $\Gamma = 4 \cdot 10^{-9}$ *эрг/сек*, т. е. энергия электрического поля, приходящаяся на один радиан, $W_\perp(\omega) = 2 \cdot 10^{-19}$ *эрг/(см*$^3 \cdot$ *сек)*. Если спектр электрического поля сосредоточен в частотном интервале $d\omega \sim 10^3$ *гц*, сравнимом с ларморовской частотой электронов, то полная плотность энергии соответствует электрическому полю около 10 *мкв/см*.

Бернстейн и др. [141] рассмотрели неустойчивость ударной волны. Пиддингтон [61] указал, что, поскольку электроны и протоны в пограничном слое стремятся дрейфовать в противоположных направлениях, это может привести к возникновению двухпотоковой неустойчивости и генерации продольных колебаний. Бернстейн и др. [141] считают, что протоны должны оставаться сравнительно холодными и тогда становится возможной раскачка ионнозвуковых волн. При этом необходимо, чтобы $T_e \gg T_i$. В действительности это условие может и не выполняться. Данный процесс должен приводить к широкой возмущенной переходной области, а не к резкому ударному фронту. Электромагнитные поля в этой области сильно флюктуируют, что должно обеспечить быструю диффузию поперек магнитного поля.

В этой модели нет резкого ударного фронта. Вся область от магнитопаузы до второго перехода (см. рис. 7.8) представляет собой часть ударной волны. По мнению автора, большинство исследователей считают, что это в действительности не так и довольно тонкий ударный фронт с хорошо выраженным новым состоянием вещества позади него все же существует. Тем не менее данный анализ является обоснованным, и может оказаться, что волны, возбуждаемые этой неустойчивостью, уже наблюдались (по-видимому, это были все-таки не ионнозвуковые колебания).

Скарф и др. [157, 158] рассматривали ускорение электронов, которое может происходить на ионнозвуковых волнах. Они исследовали случай, когда магнитное поле направлено по оси z, а потенциал распространяющейся плазменной волны равен

$$\varphi = \varphi_0 \sin(k_\perp x + k_\parallel z - \omega t + \psi), \tag{7.135}$$

где ψ — произвольная фаза. Введем новую координату $z(t) = z_1(t) - v_\parallel t$, где $v_\parallel$ — начальная скорость, а z_1 — начальная координата. Уравнения движения в этом случае запишутся в виде

$$\ddot{x} - \Omega_c \dot{y} = (e\varphi_c k_\perp / m) \cos(k_\perp x - \beta\Omega_c t + \psi + k_\parallel z_1); \tag{7.136}$$

$$\Omega_c \dot{x} + \ddot{y} = 0; \tag{7.137}$$

$$\ddot{z}_1 = e\varphi_0 k_\parallel / m \cos(k_\perp x - \beta\Omega_c t + \psi + k_\parallel z_1), \tag{7.138}$$

где $\beta\Omega_c = \omega - k_\parallel v_\parallel$.

Эти нелинейные уравнения решались численными методами Фредриксом и др. [158]. Они получили, что в некоторых областях $e\psi_0 \sim 200$ *эв*, а электроны могут ускоряться до энергий около 130 $e\psi_0$.

Стикс [159] рассмотрел другой механизм ускорения электронов до энергий E_e порядка 100 *кэв*. Электроны такой энергии наблюдались в лаборатории [160]. Эксперимент проводился в пробкотроне. Прикладываемое электрическое поле не могло обеспечить прямое ускорение. Стикс полагает, что такие быстрые электроны возникают при взаимодействии пучок—плазма. Он считает, что электронный пучок, налетающий на холодную плазму, находящуюся в магнитном поле, создает двухпучковую неустойчивость и возбуждает плазменные волны. Эти волны передают энергию электронам через электрическое поле при циклотронном резонансе.

РАДИАЦИОННЫЕ ПОЯСА НА ДРУГИХ ПЛАНЕТАХ

Данный вопрос не имеет прямого отношения к этой главе. Тем не менее оказывается, что все, что мы узнаем о радиационных поясах на других планетах, имеет прямое отношение к внешнему радиационному поясу Земли и к переходной области.

О радиационных поясах на других планетах известно лишь очень немного. Радиоволны с Юпитера были четко отождествлены с синхротронным излучением электронов, захваченных магнитным полем планеты [161]. Поляризация этих волн и то, что они приходят из области, которая в несколько раз шире диска планеты, оставляет мало сомнений относительно правильности интерпретации их происхождения [162].

Каковы условия возникновения радиационного пояса? Во-первых, необходимо существование планетного магнитного поля, а во-вторых, — источника энергичных электронов. Чтобы создать магнитосферу, по размерам несколько большую, чем сама планета, магнитное поле должно быть достаточно велико. Для Земли минимальное магнитное поле, способное остановить солнечный ветер, составляет около 70γ, а во время магнитных бурь эта величина возрастает до 200γ. С удалением от Солнца напряженность минимального магнитного поля, способного остановить солнечный ветер, уменьшается как $1/R$. Напряженности соответствующих магнитных полей для различных планет представлены ниже (предполагается дипольный характер магнитных полей):

Планета	Период вращения	Масса, M_E	Расстояние от Солнца, *а. е.*	$B_{\text{мин}_2}$, γ	$B_{\text{изм}}$, *гс*
Меркурий	54 сутки	0,05	0,39	260	—
Венера	240 »	0,8	0,72	140	$<0{,}03$
Земля	24 *ч*	1,0	1	100	0,3
Луна	28 суток	0,0123	1	100	$<10\ \gamma$
Марс	24,5 *ч*	0,11	1,52	65	$<100\ \gamma$
Юпитер	10 »	318	5,2	20	~ 10
Сатурн	10 »	95	9,6	10	—
Уран	11 »	15	19,1	5	—

Большая угловая скорость и большая масса являются, по-видимому, основными условиями для создания у таких планет, как Сатурн и Уран, магнитного поля.

«Маринер-2» пролетел на расстоянии около 40 000 *км* от Венеры с солнечной стороны. При этом планетного магнитного поля он не обнаружил [163]. Установленные на корабле счетчики Андерсона и Ван Аллена с порогами $E > 40$ *кэв* не зарегистрировали захваченных частиц. Это означает, что «Маринер-2» находился вне магнитосферы и ударной волны. Следовательно, можно сделать вывод о том, что магнитное поле у поверхности Венеры $B < 0{,}03$ *гс*. «Маринер-4», пролетевший мимо Марса, подошел на 13 200 *км* к центру планеты. Затем он вышел на ночную сторону. Никаких доказательств существования планетного поля в этом случае получено не было [160]. Не наблюдались также и потоки энергичных частиц [167, 168], которые могли бы быть отнесены к магнитосфере планеты. Обсуждая эти результаты, Ван Аллен [167] заявил, что орбита космического корабля находилась, по-видимому, вне магнитосферы и ударной волны (рис. 7.49). Поэтому магнитное поле планеты, в предположении его дипольности, на поверхности планеты должно быть меньше 100γ [166, 167].

Из приведенных выше данных видно, что Марсу очень трудно обладать захваченной радиацией. Положение с Венерой более неопределенное, однако совершенно ясно, что если у нее и есть радиационный пояс, то очень небольшой. Луне также нелегко иметь собственный радиационный пояс. Тем не менее вблизи каждой из этих планет могут существовать области энергичных частиц.

Если планеты обладают достаточной внутренней электрической проводимостью, они «построят» магнитное поле, захватив его у солнечного ветра, как это, например, предполагает Голд [102] в отношении Луны. При этом вблизи планет или непосредственно рядом с ними будет существовать магнитопауза. По аналогии с Землей можно ожидать, что перед магнитопаузой возникнут ударная волна и переходная область. Следовательно, возможно существование энергичных (но не захваченных) частиц.

В этом отношении очень интересен Сатурн. Никакого нетеплового излучения от этой планеты не наблюдалось. Следовательно, радиационный пояс у Сатурна существенно менее интенсивен, чем у Юпитера. Это объясняется либо тем, что планета имеет слабое магнитное поле, так что она не может захватить

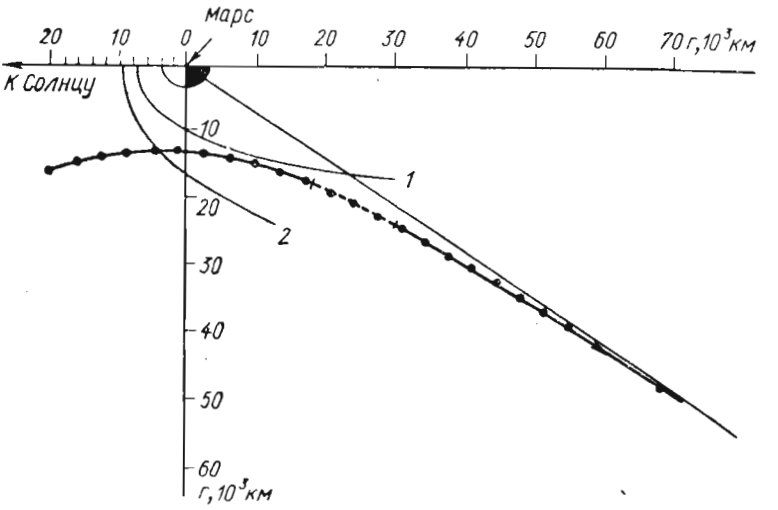


Рис. 7.49. Траектория «Маринера-4» вблизи Марса и предполагаемая граница магнитосферы в случае, когда дипольный момент планеты $\mu_M = 0{,}001\mu_E$:

1 — магнитопауза; *2* — ударная волна.

достаточное количество частиц, либо нет источника частиц, который смог бы заполнить ими радиационный пояс. Сатурн имеет примерно тот же размер и вращается примерно с той же скоростью, что и Юпитер. Поэтому на основании динамо-теории можно ожидать, что магнитное поле обеих планет будет одинаковым. Возможно, что солнечный ветер, который является наиболее очевидным источником радиационных поясов, просто не достигает таких расстояний, как 8 *а. е.*, и поэтому магнитосфера Сатурна не заполнена.

ЛУНА

Голд [102] предположил, что если бы магнитное поле Луны было меньше 70γ, она «построила» бы такое поле, отбирая его у солнечного ветра. Именно эта величина напряженности достаточна для того, чтобы остановить солнечный ветер и образовать магнитопаузу. В этом случае Луна будет представлять собой препятствие на пути солнечного ветра, и можно ожидать образования ударной волны. Если воспользоваться уравнением (7.110), то окажется, что ударная волна будет отстоять примерно на 500 *км*. При этом должна быть и переходная область с аналогичными, как в случае Земли, свойствами. Здесь можно обнаружить частично термализованную и почти изотропную плазму.

Советская ракета «Луна-10» вышла на орбиту Луны с максимальным удалением около 1057 *км* и минимальным удалением около 350 *км*. Наклон орбиты по отношению к экватору Луны составлял 72°. Трехосевой магнитометр, установленный на ракете, измерял магнитное поле вблизи Луны [170]. Оно изме-

нялось в интервале $23\gamma < B < 40\gamma$. Чувствительность магнитометра была $\pm$ 1γ, однако абсолютная точность измерения, возможно, составляла $\pm 10\gamma$ (из-за собственного поля космического аппарата). Зарегистрированное поле оказалось значительно выше межпланетного, что указывает на эффект взаимодействия солнечного ветра с Луной. Направление поля не фиксировалось, так как не была известна ориентация оси корабля. Такая напряженность могла быть за фронтом лунной ударной волны, однако это лишь предположение. Долгинов и др. считают, что они не наблюдали эффекта влияния магнитного хвоста Земли. Изменение поля в течение лунного дня было достаточно мало, поэтому вклад от магнитного поля Земли был меньше 5γ. Несс и др. показали, что геомагнитный хвост простирается значительно дальше Луны. Несс предположил, что «Луна-10» находилась достаточно близко к нейтральному слою хвоста и поэтому могла регистрировать незначительное земное поле [171]. Лунное поле не обнаружило также заметных изменений с высотой, что говорит о его недипольном характере. За время около 10 *сек* поле можно считать довольно регулярным, что, по-видимому, мало похоже на поле магнитосферы. Напряженность поля не меняется при изменении магнитного K_p-индекса. На обратной стороне измерений не проводилось. На основании совокупности имеющихся данных Жузгов и др. [172] сделали заключение, что магнитные измерения на «Луне-10» не противоречат представлениям, согласно которым лунное поле является по своей природе межпланетным, либо возмущенным Луной, либо захваченным ею, вследствие конечной проводимости и магнитной восприимчивости.

Грингауз и др. [173] установили на «Луне-10» две противоположно направленные ловушки заряженных частиц. На орбите вокруг Луны обе ловушки всегда регистрировали потоки частиц. Это говорит о том, что, возможно, они находились в переходной области. Когда ракета была вне геомагнитного хвоста, ловушки детектировали потоки протонов с $E_p > 50$ *эв*. Когда же ракета пролетала через хвост, ловушки регистрировали электронные потоки с $E_e > 70$ *эв*. На «Луне-10» было установлено два счетчика Гейгера—Мюллера.

Счетчик	Энергия частиц, *кэв*	Счетчик	Энергия частиц, *кэв*
СБТ-9	$E_e > 40$ $E_p > 500$	СФ	$E_e > 50$ $E_p > 800$

Когда космический корабль находился в геомагнитном хвосте, скорость счета этих детекторов была выше [174]. Вблизи Луны электронный поток с $E_e > 40$ *кэв* составлял $J < 3$ *см*$^{-2}\cdot$*сек*$^{-1}\cdot$*стер*$^{-1}$ в течение почти одного месяца существования «Луны-10».

22 июля 1967 г. на лунную орбиту с минимальным и максимальным удалениями соответственно 2500 и 9400 *км* был выведен «Эксплорер-35». Наклон орбиты к плоскости эклиптики составлял 14°. Предварительные измерения с помощью магнитометра показали, что по существу нет доказательств каких-либо магнитных эффектов, связанных с Луной. Вне геомагнитного хвоста измеренное поле было в сущности межпланетным. Никаких доказательств существования ударной волны обнаружено не было. Спутник мог находиться выше ее с солнечной стороны, однако если бы ударная волна действительно существовала, то ее бы обнаружили по конусу Маха. Таким образом, теория Голда [102], предполагающая захват Луной солнечного магнитного поля, не подтвердилась.

Плазменный зонд на «Эксплорере-35» мог регистрировать протоны с энергией 100 *эв* $< E_p <$ 5 *кэв* [176]. На лунной орбите вне геомагнитного хвоста зонд детектировал направленный поток с энергетическим максимумом, точно таким же, как в свободном солнечном ветре. Доказательств существования изотропного термализованного потока, как в случае переходной области у Земли, обнаружено не было. Когда корабль находился на теневой стороне Луны,

протонный поток уменьшался почти до нуля. Луна поглощает падающий на нее поток солнечного ветра и, очевидно, не влияет на поток, который обтекает ее по краям. По расчетам Несса электрическая проводимость Луны σ должна быть меньше 10^{-5} *мо/м*, чтобы не образовалось ударной волны. Такая низкая проводимость, возможно, существует только в поверхностном слое умеренной толщины, так чтобы солнечный ветер мог беспрепятственно попадать на ее лобовую поверхность. Трудно, по-видимому, представить, что ядро Луны достаточно холодное, чтобы она обладала такой низкой проводимостью.

ЛИТЕРАТУРА

1. Parker E. N. Phys. Fluids, **1**, 171 (1958).
2. Beard D. B. J. Geophys. Res., **65**, 3559 (1960).
3. Spreiter J. R., Briggs B. R. J. Geophys. Res., **67**, 2983 (1962).
4. Beard D. B. J. Geophys. Res., **67**, 477 (1962).
5. Davis L., Beard D. B. J. Geophys. Res., **67**, 4505 (1962).
6. Midgley J. R. Davis L. J. Geophys. Res., **68**, 5111 (1963).
7. Beard D. B. Rev. Geophys., **2**, 335 (1964).
8. Chapman S., Ferraro V. C. A. Terr. Magnetism and Atm. Elec., **36**, 77, 171 (1931); Terr. Magnetism and Atm. Elec., **37**, 147, 421 (1932).
9. Chapman S., Ferraro V. C. A. Terr. Magnetism and Atm. Elec., **45**, 245 (1940).
10. Johnson F. S. J. Geophys. Res., **65**, 3049 (1960).
11. Mead G. D., Beard D. B. J. Geophys. Res., **69**, 1169 (1964).
12. Mead G. D. J. Geophys. Res., **69**, 1181 (1964).
13. Frank L. A. et al. J. Geophys. Res., **68**, 3543 (1963).
14. Heppner J. P. et al. Trans. A.G.U., **47**, 160 (1966).
15. Lees L. AIAAJ, **2**, 1576 (1965).
16. Spreiter J. R. et al. Planetary Flow Space Sci., **14**, 223 (1966).
17. Лонгмайр К. Л. Физика плазмы. Перев. с англ. М., Атомиздат, 1964.
18. Cahill L. J., Amazeen P. G. J. Geophys. Res., **68**, 1835 (1963).
19. Freeman J. W. et al. J. Geophys. Res., **68**, 2121 (1963).
20. Holzer R. E. et al. J. Geophys. Res., **71**, 1481 (1966).
21. Konradi A., Kaufmann R. L. J. Geophys. Res., **70**, 1627 (1965).
22. Heppner J. P. et al. J. Geophys. Res., **68**, 1—46 (1963).
23. Bonetti A. et al. J. Geophys. Res., **68**, 4017 (1963).
24. Ness N. F. et al. J. Geophys. Res., **69**, 3531 (1964).
25. Данжи Дж. Космическая электродинамика. Перев. с англ. М., Госатомиздат, 1961.
26. Dungey J. W. Phys. Rev. Lett., **6**, 47 (1961).
27. Cokman P. J. et al. J. Geophys. Res., **65**, 1856 (1960).
28. Sonnerup B., Cahill L. J. Trans. Amer. Geophys. Union, **47**, 73 (1966).
29. Michel F. C., Dessler A. J. J. Geophys. Res., **70**, 4305 (1965).
30. Van Allen J. A. J. Geophys. Res., **71**, 2406 (1966).
31. Dessler A. J. J. Geophys. Res., **71**, 2408 (1966).
32. Hakura Y. J. Radio Res. Lab., **11**, 273—294 (1964).
33. Fairfield D. H., Cahill L. J. J. Geophys. Res., **71**, 155 (1966).
34. Lin R. P., Anderson K. A. J. Geophys. Res., **71**, 4213 (1966).
35. Lin R. P., Anderson K. A. Electrons $>$ 40 *kev* and Protons $>$ 500 *kev* of Solar Origin. Space Sci. Lab. University of California, Berkeley (November 1966).
36. Sweet P. A. Proceed. of the Internat. Astronomical Union Sympos. on Electromagnetic Phenomena in Cosmical Phys. No. 6 (Stockholm, 1956), 1958, p. 123.
37. Parker E. N. Astrophys. J., **8**, 177 (1963).
38. Petschek H. E. Magnetic Field Annihilation. NASA SP-50, Proceed. of AAS-NASA Sympos. on the Phys. of Solar Flares. Ed. by W.N. Hess, 1964, p. 425.
39. Levy R. H. et al. Aerodynamic Aspects of the Magnetospheric Flow. Avco—Everett Res. Lab., Res. Rept., 1963, p. 170.
40. Dessler A. J., Michel F. C. Magnetospheric Models Presented at Sympos. on Radiation Trapped in the Earth's Magnetic Field, held at Bergen, Norway, August 1965.
41. Furth H. et al. Phys. Fluids, **6**, 459 (1963).
42. Jaggi R. K. J. Geophys. Res., **68**, 4429 (1963).
43. Stern D. S. The Motion of Magnetic Field Lines. Space Sci. Rev., 1967.
44. Bratenahl A., Hirsch W. Am. Phys. Soc., **11**, 580 (1966).
45. O'Brien B. J. J. Geophys. Res., **68**, 989 (1963).
46. McDiarmid I. B., Burrows J. R. Canad. Phys., **42**, 606 (1964).
47. Frank L. A. et al. J. Geophys. Res., 3155 (1964).
48. Williams D. J., Palmer W. F. J. Geophys. Res., **70**, 557 (1965).
49. Malville J. A. J. Geophys. Res., **65**, 3008 (1960).

50. Fairfield D. H. J. Geophys. Res., **69**, 3919 (1964).
51. Reid G. C., Ress M. A. Planetary Space Sci., **5**, 99 (1961).
52. Williams D. J., Mead G. D. Geophys. Res., **70**, 3017 (1965).
53. Ness N. F., Williams D. J. J. Geophys. Res., **71**, 322 (1966).
54. Anderson K. A. et al. J. Geophys. Res., **70**, 1039 (1965).
55. Fritz T. A., Gurnet D. A., J. Geophys. Res., **70**, 2485 (1965).
56. McDiarmid I. B. et al. Canad. J. Phys., **41**, 2064 (1963).
57. McDiarmid I. B., Burrows J. R. Canad. J. Phys., **43**, 1161 (1965).
58. Mead G. C. The Motion of Trapped Particles in a Distorted Field, Presented at the Advanced Study Institute. Radiation Trapped in the Earth's Magnetic Field. Aug. 1965, Bergen, Norway. Reidel, 1966.
59. Serlemitsos P. J. Geophys. Res., **71**, 61 (1966).
60. Roederer J. G. J. Geophys. Res., **72**, 981 (1967).
61. Piddington J. H. J. Geophys. Res., **65**, 93 (1960).
62. Cahill L. J. Trans. A.G.U., **45**, 231 (1964).
63. Ness N. F. J. Geophys. Res., **70**, 2989 (1965).
64. Speiser T. W., Ness N. F. J. Geophys. Res., **72**, 131 (1967).
65. Ness N. F. et al. Observations of the Earth's Magnetic Tail and Neutral Sheet at 510 000 *km* by Explorer-33.
66. Bame S. J. et al. Phys. Rev. Lett., **16**, 138 (1966).
67. Bame S. J. et al. Characteristics of the Plasma Sheet in the Earth's Magnetotail. Preprint from Los Alamos Sci. Lab. of the University of California, La—DC—8098.
68. Anderson K. A., Ness N. F. J. Geophys. Res., **71**, 3705 (1966).
69. Axford W. I. et al. J. Geophys. Res., **70**, 1231 (1965).
70. Cahill L. J. Inflation of the Magnetosphere near 8 Earth Radii in the Dark Hemisphere. Space Res., 6, Spartan, 1966.
71. Rosenbluth M. N., Chang D. B. Finite-β Resistive Instabilities of Magnetospheric Tails. General Atomic, Division of General Dynamics, Rept. GA—7087, April 15, 1966.
72. Hoh F. C. Acceleration Processes and Tail of the Magnetosphere, Boeing Sci. Res. Lab. DI-82-0457 (July 1965).
73. Coppi B. et al. Phys. Rev. Lett., **16**, 1207 (1966).
74. Furth H. P. In Advanced Plasma Theory edit. by M. N. Rosenbluth, Academic Press, N.Y., 1964.
75. Behannon K. W., Ness N. E. J. Geophys. Res., **71**, 2327 (1966).
76. Montgomery M. D. et al. Phys. Rev. Lett., **14**, 209 (1965).
77. Singer S. et al. Space Res., **5**, North Holland Publish. Co., 1965, p. 546.
78. Frank L. A. J. Geophys. Res., **70**, 1593 (1965).
79. Anderson K. A. J. Geophys. Res., **70**, 4741 (1965).
80. Anderson K. A. Phys. Rev. Lett., **14**, 888 (1965).
81. Murayama T. J. Geophys. Res., **71**, 5547 (1966).
82. Konradi A. Electron and Proton Fluxes in the Tail of the Magnetosphere. Goddard Space Flight Center, X—611-65—465 (November, 1965).
83. Gringauz K. I. Some Results of Experiments in Interplanetary Space by Means of Charged Particle Traps on Soviet Probes. Srace Res. 2, Interscience, 1962.
84. Gringauz K. I., Cahill L. J. and Frank L. A. J. Geophys. Res., **69**, 1007 (1964).
85. Van Allen J. A. J. Geophys. Res., **69**, 1011 (1964).
86. Freeman J. W. quoted in Frank L. A. and Van Allen J. A. A Survey of Magnetospheric Boundary Phenomena in Res. in Geophys. Vol. 1, M.I.T. Press, 1964 (Earlier values reported for this flux were apparently in error).
87. Wentworth R. C. Phys. Rev. Lett., **14**, 1008 (1965).
88. Hones E. W. et al. Outward Flow of Plasma in the Magnetotail Following Geomagnetic Bays. Los Alamos Sci. Lab. of the University of California, Preprint.
89. Akasofu S. I. Planet. Space Sci., **12**, 273 (1964).
90. Howard H. T. et al. J. Geophys. Res., **70**, 4357 (1965).
91. Dessler A. J., Muchel F. C. J. Geophys. Res., **71**, 1421 (1966).
92. Wolfe J. H. et al. J. Geophys. Res., **72**, 4577 (1967).
92a. Ness N. F. et al. J. Geophys. Res., **72**, 3769 (1967).
93. Dessler A. J. J. Geophys. Res., **69**, 3913 (1964).
94. Coleman P. J. et al. Trans. Am. Geophys. Union, **46**, 533 (1965).
95. Van Allen J. A. J. Geophys. Res., **70**, 4731 (1965).
96. Dungey J. W. J. Geophys. Res., **70** 1753 (1965).
97. Dessler A. J., Juday R. D. Planetary Space Sci., **13**, 63 (1965).
98. Walters G. K. J. Geophys. Res., **69**, 1769 (1964).
99. Ness N. F. J. Geophys. Res., **70**, 517 (1965).
100. Greenstadt E. W. J. Geophys. Res., **70**, 5451 (1965).
101. Долгинов С. Ш. «Геомагнетизм и аэрономия», **1**, 21 (1961).
102. Gold T. The Magnetosphere of the Moon, The Solar Wind Proc. on a Conf. at Cal. Tech. April 1964, D. Reidel Pulish. Co., 1966.
103. Thompson W. B. An Introduction to Plasma Physics, Pergamon, 1962.
104. Serbu G. P. Space Res., **5**, North Holland Publish. Co., 1965, p. 564.

105. Лонгмайр К. Л. Физика плазмы. Перев. с англ. М., Атомиздат, 1966.
106. Chang C. C. Nature, **194**, 4827 (1962).
107. Sugiura M., Heppner J. P. Magnetic Field of the Earth. Edit. Hess in Introduct. to Space Sci. Gordon and Breach, 1965.
108. Rosenbluth M. N. Advanced Plasma Physics. Proc. of Internat. School of Phys. «Enrico Fermi» at Ferenna, 1962, Academic, 1964.
109. Talwar S. P. J. Geophys. Res., **69**, 2707 (1964).
110. Fejer J. A. Fluids. Phys. Fluids, **7**, 499 (1964).
111. Sen A. K. Planetary Space Sci., **13**, 131 (1965).
112. Жигулев В. Н. «Докл. АН СССР», **126**, 3, 521 (1959).
113. Kellogg P. J. J. Geophys. Res., **67**, 3805 (1962).
114. Axford W. I. J. Geophys. Res., **67**, 3791 (1962).
115. Hida K. J. Phys. Soc. Japan, **8**, 740—745 (1953).
116. De Hoffman F., Teller E. Phys. Rev., **80**, 692 (1950).
117. Beard D. B. J. Geophys. Res., **69**, 1159 (1964).
118. Michel F. C. Phys. Fluids, **8**, 1283 (1965).
119. Buneman O. Phys. Fluids, **S3** (1964).
120. Parker E. N. Ap. J., **129**, 217 (1959).
121. Fishman F. J. et al. Rev. Mod. Phys., **32**, 959 (1962).
122. Гарднер К. С. и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958. Избранные доклады иностранных ученых». М., Атомиздат, 1959, стр. 94.
123. Adlam J. H., Allen J. E. Phil. Mag., **3**, 448 (1958).
124. Morowitz C. S. Phys. Fluids, **4**, 998 (1961).
125. Auer P. L. et al. Phys. Fluids, **5**, 298—316 (1962).
126. Сагдеев Р. З. В сб. «Вопросы теории плазмы». М., Атомиздат, 1964, стр. 20.
127. Пикельнер С. Б., Гинзбург М. А. «Астрон. ж.», **5**, 842 (1963).
128. Kellogg P. J. University of Minnesota Tech. Rept. CR—69, 1964.
129. Tidman D. A. Phys. of Fluids, **10**, 547 (1967).
130. Tidman D. A. J. Geophys. Res., **72**, 1799 (1967).
131. Mott-Smith H. Phys. Rev., **82**, 885 (1951).
132. Freeman J. W. J. Geophys. Res., **69**, 1691 (1964).
133. Sonett C. P., Abrams I. J. J. Geophys. Res., **68**, 1233 (1963).
134. Wilcox J. M., Ness N. F. J. Geophys. Res., **70**, 5793 (1965).
135. Spreiter J. R., Jones W. P. J. Geophys. Res., **68**, 3555 (1965).
136. Fairfield D. H., Ness N. F. Magnetic Field Measurements with the IMP II Satellite. Goddard Space Flight Center Rept., 1967.
137. Bridge H. et al. Preliminary Results of Plasma Measurements on IMP—A. Space Res., **5**, North Holland Publishing Co., 1965.
138. Bame S. J. et al. Characteristics of the Plasma Sheet in the Earth's Magnetotail. Los. Alamos Sci. Lab. Rept. LA—DC—8098, 1966.
139. Wolfe J. H. et al. J. Geophys. Res., **71**, 1319 (1966).
140. Wolfe J. H. Preliminary Results from the Ames. Research Center Plasma Prode Observation of the Solar Wind — Geomagnetic Field Interaction Region on IMP—II and OGO I. Space Res., **6**, Spartan (1966).
141. Bernstein W. et al. J. Geophys. Res., **69**, 1201 (1964).
142. Dryer M., Faye-Petersen R. The Magnetogasdynamic Boundary Condition for a Slefconsistent Solution to the Closed Magnetopause. AIAA preprint, Jan. 1965.
143. Gosling J. T. et al. Vela-2 Measurements of the Magnetopause and Bow Shock Positions. Los Alamos Rept. La-DC-8000.
144. Argo H. V. et al. Plasma Changes Across the Bow Shock. Proc. of the Belgrade Interpat. Union Sympos.
145. Sugiura M. Trans. Am. Geophys. Union, **47**, 160 (1966).
146. Freeman J. W. et al. J. Geophys. Res., **68**, 2121 (1963).
147. Fan C. Y. et al. Phys. Rev. Lett., **13**, 149 (1964).
148. Jokipii J. R., Davis L. Phys. Rev. Lett., **13**, 739 (1964).
149. Jokipii J. R. Astrophys. J., **143**, 961 (1966).
150. Fan C. Y. et al. J. Geophys. Res., **71**, 1837 (1966).
151. Jokipii J. R. J. Geophys. Res., **71**, 3173 (1966).
152. Fermi E. Phys. Rev., **75**, 1169 (1949), Ap. J., **119**, 1 (1954).
153. Parker E. N. Phys. Rev., **109**, 1328 (1958).
154. Parker E. N. Phys. Fluids, **1**, 171 (1958).
155. Parker E. N., Tidman D. A. Phys. Rev., **111**, 1206 (1958).
156. Sturrock P. Phys. Rev., **141**, 186 (1966).
157. Scarf F. L. et al. J. Geophys. Res., **70**, 9 (1965).
158. Fredricks R. W. et al. J. Geophys. Res., **70**, 21 (1965).
159. Stix T. H. Phys. Fluids, **7**, 1960 (1964).
160. Alexeff I. et al. Phys. Rev. Letts, **10**, 273 (1963).
161. Drake F. D., Hvatum H. Astron. J., **64**, 329 (1959).
162. Radhakrishnon V., Roberts J. A. Phys. Rev. Letts, **4**, 493 (1960).
163. Goleman P. J et al. Science, **138**, 1099 (1962).

164. Anderson H. R. J. Geophys. Res., **69**, 2651 (1964).
165. Van Allen J. A., Frank L. A. Science, **138**, 1097 (1962).
166. Smith E. J. et al. Science, **149**, 1232 (1965).
167. Van Allen J. A. et al. Science, **149**, 1228 (1965).
168. O'Gallagher J. J., Simpson J. A. Science, **149**, 1233 (1965).
169. Spreiter J. R., Hyett B. J. J, Geophys. Res., **68**, 1631 (1963).
170. Dolginov S. S. et al. Dokl. AN. SSR. Geofizika, **170**, 574 (1966).
171. Ness N. F. Remarks on the Interpretation of Lunik X Magneto meter Results, Goddard Space Flight Center Rept. X612-67-9 (January 1967).
172. Zhuzgov L. N. et al. Investigation of the Magnetic Field from the AMS LUNA-10, transl. from Kosmicheskiye Issledovaniye Tom 4, vyp. 6. 880—899. Izdatel'stvo NAUKA, 1966.
173. Грингауз К. И. и др. «Докл. АН СССР», **170**, 570 (1966).
174. Григоров Н. И. и др. Там же, стр. 567.
175. Ness N. F. et al. Early Results from the Magnetic Field Experiment on Lunar Explorer 35, Goddard Space Flight Center Rept. X612-67-355, July 1967.
176. Bridge H. Rept. to the Santa Cruz Lunar Exploration Conf., August 1967.
177. Жузгов Л. Н. В сб. «Космические исследования». Т. 4. М., «Наука», 1966, стр. 880.

ГЛАВА 8

ПОЛЯРНЫЕ СИЯНИЯ

ВВЕДЕНИЕ

Полярные сияния представляют собой светящиеся образования, наблюдаемые только в ночное время, чаще всего вблизи полярных районов в интервале геомагнитных широт $65° < \lambda < 75°$. В зимнем полушарии они иногда могут наблюдаться на одной станции (например, «Бёрд Стэйшн» в Антарктике) в любое местное время. Из наблюдений известно, что зона полярных сияний, т. е. область, где сияния наблюдаются каждую ночь, не ограничена одними и теми же магнитными широтами, а несколько смещается. В местный полдень зона сияний наблюдается в интервале широт $73° < \lambda < 78°$, а в местную полночь — в интервале $65° < \lambda < 75°$. Средние положения зон полярных сияний [1] приведены на рис. 8.1. В период высокой магнитной активности и после сильных вспышек полярные сияния часто наблюдаются на значительно более низких широтах, чем зона сияний. Они, например, наблюдались в Сингапуре. Вблизи полюса полярные сияния наблюдаются редко, и в периоды высокой солнечной и магнитной активности они с меньшей вероятностью наблюдаются на высоких широтах. В это время область появления сияний сдвигается ближе к экватору.

Еще до открытия радиационных поясов проводились ракетные исследования, чтобы выяснить, вызываются ли полярные сияния действием энергичных частиц [2]. К тому времени было известно, что лучи полярных сияний располагаются почти по силовым линиям геомагнитного поля [3], что является веским доводом в пользу предположения о роли заряженных частиц в образовании полярных сияний.

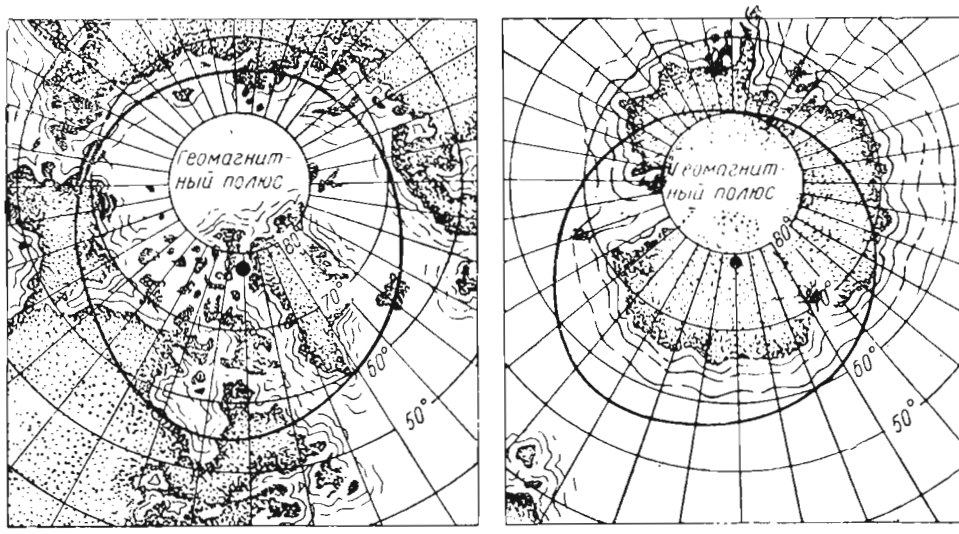
Полярные сияния обычно наблюдаются на высотах около 100 *км*. Чтобы проникнуть так глубоко в атмосферу, электроны должны иметь энергии около 10 *кэв*, а протоны — около 500 *кэв*.

Ларморовский радиус R_c электронов с $E_e = 10$ *кэв* в этой области составляет 5 *м*, а протонов с $E_p = 500$ *кэв* — 2 *км*. Так как обычно наблюдаемые лучи сияний имеют толщину менее 1 *км*, то, следовательно, эти тонкие структуры на высоте около 100 *км* должны создаваться электронами, а не протонами.

Первое доказательство того, что полярные сияния вызываются энергичными частицами, появилось в 1950 г., когда Мейнел [4] наблюдал доплеровское смещение линий водорода бальмеровской серии в полярных сияниях. Когда энергичные протоны с E около 10 *кэв* движутся по силовым линиям в зону сияний, они теряют часть своей энергии на ионизацию, но могут также захватить электроны и стать возбужденными нейтральными атомами водорода. Оптическое излучение, обусловленное переходами нейтрального атома в основное состояние, затем создается атомами, движущимися в основном вниз по силовой линии. Наземный наблюдатель обнаружит доплеровское смещение спектральных линий к синему краю спектра.

Первые прямые измерения вторгающихся в зону сияний заряженных частиц были проведены в 1953 г. при помощи счетчиков Гейгера—Мюллера, установленных Ван Алленом [2] на ракетах, запущенных с шаров-зондов в зону полярных сияний. В этой зоне при помощи счетчика Гейгера—Мюллера иногда обнаруживались необычно большие потоки частиц. Измерения проводились в дневные часы, и никакого сопоставления с полярными сияниями сделано не было.

Мак-Илвейн в 1958 г. проводил измерения на двух ракетах [5], запущенных в область видимых полярных сияний. 22 февраля 1958 г. при помощи наземного фотометра в полярном сиянии был измерен поток энергии, равный 0,05 *эрг/(см²·сек·стер)*, в то время как измерения потока энергии на ракете при помощи магнитно-канального электронного детектора дали величину 2 *эрг/(см²·сек·стер)*, причем главным образом регистрировались электроны. Подобные результаты были получены 25 февраля 1958 г., но поток энергии электронов в это время достигал 100 *эрг/(см²·сек·стер)*. Большинство из этих электронов обладало энергиями, лежащими в интервале $4\ кэв < E_e < 10\ кэв$.



а *б*

Рис. 8.1. Положения северной (*а*) и южной (*б*) зон полярных сияний по данным наземных оптических измерений (по Вестину).

26 января 1958 г. Дэвис и др. [6] проводили измерения с помощью электронного и протонного детекторов, установленных на ракете в области полярного сияния лучевой структуры с интенсивностью, равной единице. Было установлено, что лучи сияния, вероятно, создавались изотропным потоком электронов, падающих на верхнюю атмосферу, а измеренный поток электронов с $E_e > 10\ кэв$ составлял $\mathcal{J} \sim 2 \cdot 10^8\ см^{-2} \cdot сек^{-1}$. В интервале энергий от 5 до 50 *кэв* дифференциальный энергетический спектр электронов приблизительно имел вид $n(E) = kE^{-2}$. Полярные сияния, простирающиеся на высотах от 100 до 200 *км*, указывают на присутствие электронов с энергией до 500 *эв*. Протоны с $E_p > 100\ кэв$ и величиной потока $\mathcal{J} \sim 10^5\ см^{-2} \cdot сек^{-1} \cdot стер^{-1}$ были обнаружены в более широкой области, чем область лучевых структур. Дифференциальный энергетический спектр протонов имел вид $n(E) = kE^{-4,2}$.

28 октября 1960 г. Мак-Диармид и др. [7] производили измерения при помощи электронных и протонных детекторов, установленных на ракете, в области полярного сияния, где регистрировалось значительное поглощение космического шума. Они регистрировали электроны с $E_e > 30\ кэв$ и величиной потока $\mathcal{J} \sim 2 \cdot 10^6\ см^{-2} \cdot сек^{-1}$ в пучках шириной порядка 1 *км* и диффузные потоки протонов с $E_p > 50\ кэв$ величиной $\mathcal{J} \sim 5 \cdot 10^2\ см^{-2} \cdot сек^{-1} \cdot стер^{-1}$, которые обладали отличной от электронов пространственной и временной структурой. Интегральный энергетический спектр электронов, полученный из измерений атмосферного поглощения, имел вид $e^{-E/22}$. Весьма интересно, что на одной части траектории ракеты в верхней полусфере угловое распределение электронов было приблизительно изотропным, на других же частях траектории был обнаружен избыток частиц, движущихся вверх. Авторы эксперимента

считают, что это можно объяснить присутствием электрического поля напряженностью порядка $5 \cdot 10^{-4}$ *в·см*$^{-1}$ в области ниже 140 *км*.

Все описанные выше опыты на ракетах показывают, что именно энергичные частицы, протоны и электроны, ответственны за многие, если не за все, полярные сияния.

Что полярные сияния могут вызываться заряженными частицами, показали прямые эксперименты. После высотных ядерных взрывов [8—10] на острове Джонсон в центральной части Тихого океана полярное сияние наблюдалось в районе Апиа (о-ва Самоа), который расположен вблизи пункта, магнитно-сопряженного с пунктами взрывов. Кроме того, сияние также наблюдалось в Новой Зеландии [10, 11].

Очевидно, эти полярные сияния были вызваны электронами, выделившимися из продуктов деления при β-распаде и распространившимися по силовым линиям геомагнитного поля. Полярное сияние в Апиа было необычно фиолетовым. Это, вероятно, объясняется тем, что электроны, вызвавшие его, имели энергию $E_e \sim 1$ *Мэв* (т. е. значительно более высокую, чем та, которая требуется для создания обычных сияний [12]), и, следовательно, могли проникнуть глубже в атмосферу и произвести различного рода реакции возбуждения.

Давно уже известно, что процессы на Солнце, по крайней мере частично, ответственны за полярные сияния. Каждое крупное полярное сияние наблюдается примерно на сутки позже какого-либо значительного извержения на Солнце. Время запаздывания сияния указывает на то, что энергия для создания его переносится к Земле солнечным ветром. В этом вопросе совершенно ясно только то, что энергия приходит от Солнца. В солнечном ветре содержится не так много энергичных частиц. Протоны солнечного ветра имеют энергии около 1 *кэв*, а электроны — около 10 *эв*, что совершенно недостаточно для создания полярных сияний. По-видимому, энергичные частицы, появляющиеся в зоне сияний, не приходят прямо от Солнца. Ускоряются ли эти частицы в переходном слое за фронтом ударной волны или вблизи Земли внутри магнитосферы? При помощи какого механизма из частиц солнечного ветра получаются энергичные частицы, вызывающие полярные сияния? Каким образом эти энергичные частицы попадают в глубь магнитосферы? Находились ли эти ускоренные частицы в магнитосфере до сияния или они принесены от Солнца солнечным ветром?

Прежде всего рассмотрим энергетику полярных сияний. Яркость сияний изменяется от нижнего порога видимости до яркости, которая создает на Земле освещенность, эквивалентную лунному свету в полнолуние. Различные сияния классифицируются по яркости согласно международному коэффициенту яркости (IBC), как показано в табл. 8.1.

Таблица 8.1

Классификация сияний по яркости

Интенсивность и энерговыделение	Млечный путь IBC I	Тонкие освещенные луной перистые облака IBC II	Освещенные луной кучевые облака IBC III	Освещенность от полной луны IBC IV
Интенсивнось 01 5577Å, *крелей*	1	10	100	1000
Интенсивность 3914Å, *крелей*	1	10	100	1000
Энерговыделение, *эрг/(см*^{2} *· сек)*	3	30	300	3000

Эффективность перехода энергии частиц в энергию свечения не очень хорошо известна. Чемберлен [13] оценил ее в несколько процентов, а по ракетным измерениям Мак-Илвейна [5] она составила около 0,2%.

Свет, видимый как полярное сияние, излучается на высотах от 90 до 1000 *км*. Большая часть этого света приходит от составляющих атмосферы на высотах 100—120 *км*, возбужденных бомбардировкой электронов с энергиями около 10 *кэв*. Спектральный анализ света полярных сияний показывает, что

наиболее яркими являются линии кислорода и азота. Видимый цвет сияний меняется, поскольку относительная яркость спектральных линий (от атомов) и полос (от молекул) изменяется от сияния к сиянию.

Чаще всего встречаются в сияниях слабый зеленый цвет, испускаемый линией атомарного кислорода с длиной волны 5577 Å, и красный, испускаемый линиями атомарного кислорода с длинами волн от 6300 до 6364 Å, последний наиболее ярко выражен на больших высотах. Другим очень интенсивным излучением полярных сияний является полоса ионизированного молекулярного азота N_2^+

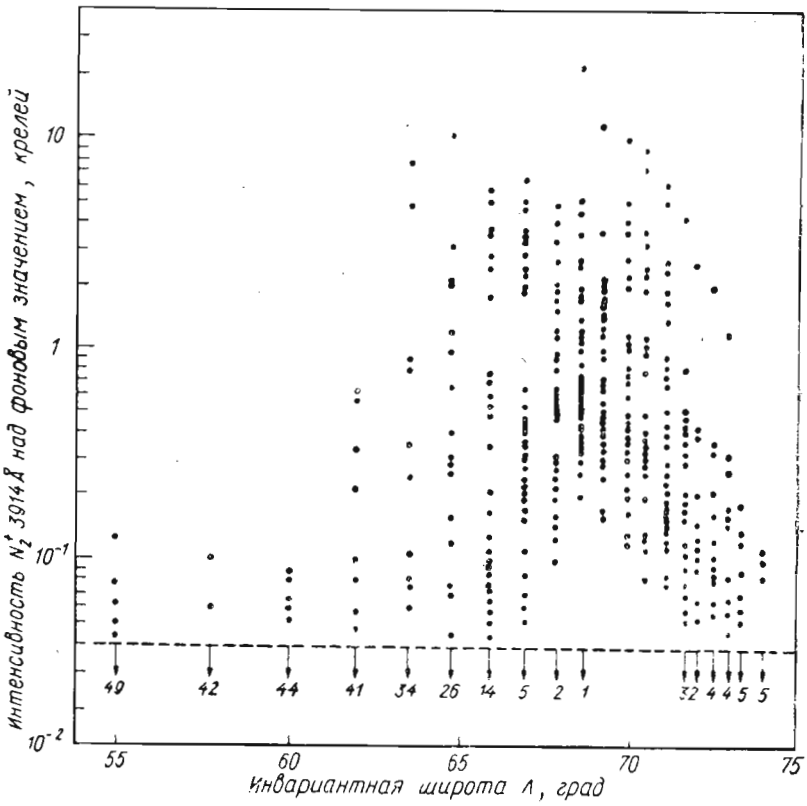


Рис. 8.2. Интенсивность свечения ионизированного молекулярного азота N_2^+ с длиной волны 3914Å в зоне сияний:

— — — —порог обнаружения; порог видимости лежит в интервале от 0,1 до 1 *крелея*.

вблизи длины волны 3914 Å. Это, вероятно, то излучение, которое создало фиолетовое искусственное сияние в Апиа после высотных ядерных взрывов в Тихом океане. Электроны с энергиями около 1 *Мэв*, вероятно, проникают в атмосферу глубже, чем обычные авроральные электроны, и, таким образом, способствуют появлению излучения N_2^+. В большинстве сияний излучение на длинах волн 5577 Å и 3914 Å является сравнительно интенсивным и наиболее ярким во всем видимом интервале спектра.

Кроме видимого света в сияниях существуют также инфракрасное и ультрафиолетовое излучения. Чтобы зарегистрировать ультрафиолетовое излучение, нужно поднять детекторы в атмосферу выше 30 *км* в область, расположенную над слоем поглощающего атмосферного озона. Чемберлен [13] дал очень хорошее и полное описание оптических процессов в полярных сияниях. Нас в данном случае в основном интересуют энергичные частицы, а не свет. Оптические спектры, возбуждаемые протонами и электронами обычного интервала энергий, характерного для зоны сияний, сходны и не позволяют надежно различить типы или энергии частиц. Поэтому мы в дальнейшем не будем их рассматривать.

Автор работы [14] по данным ориентированного по магнитному полю спутника «Инджун-3» изучал излучение сияний. Фотометры, направленные вверх и вниз по силовой линии, регистрировали линии атомарного кислорода с длиной волны 5577 Å, а также полосы ионизированного молекулярного азота с длиной волны 3914 Å с разрешением, равным 50 Å. Три счетчика Гейгера—Мюллера, регистрируя электроны с $E_e > 40$ *кэв*, измеряли угловое распределение этих частиц. По данным нескольких детекторов на этом спутнике было обнаружено, что во всех наблюдаемых случаях сияний преобладающими

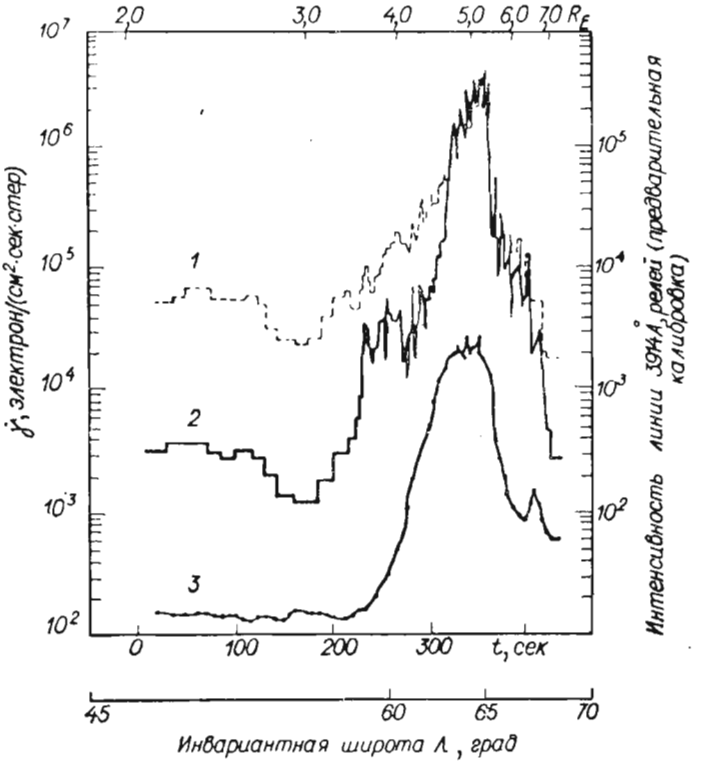


Рис. 8.3. Измерения захваченных и высыпающихся частиц и интенсивность линии 3914Å:

1 — электроны с $E > 40$ *кэв* при угле захвата $\alpha = 90°$; *2* — электроны с $E > 40$ *кэв* при $\alpha = 50°$; *3* — интенсивность линии 3914Å, измеренная в пункте Кливленд, США.

частицами были электроны, а не протоны. Возможно, что число протонов определенной энергии меньше, чем электронов, или, может быть, протоны обладают меньшей проникающей способностью.

На рис. 8.2 приведены данные сияний, полученные в безлунные ночи в течение 50 пролетов спутника «Инджун-3», относящиеся к началу 1963 г. [14]. В зоне сияний всегда существует некоторое излучение с длиной волны в районе 3914 Å и некоторое высыпание электронов с $E_e > 40$ *кэв*. Средняя интенсивность свечения в районе 3914 Å была около 2 *крелей*, а средний поток энергии электронов с $E_e > 40$ *кэв* составлял около 4 *эрг*/(*см*²·*сек*). То, что сияния в зоне полярных сияний существуют всегда, ранее не указывалось, так как их интенсивность иногда бывает ниже порога видимости. Процесс генерации полярных сияний непрерывен, не связан только с определенными явлениями, такими, например, как солнечные вспышки. Предварительная оценка эффективности перехода энергии электронов в энергию свечения в данном случае дает приблизительно величину 1% — это несколько больше, чем оценка Мак-Илвейна. Максимальная интенсивность свечения 3914 Å наблюдалась на

широте $\lambda = 69 \pm 1°$ или при $L = 7{,}8 \pm 0{,}7$, т. е. на несколько более высоких широтах, чем широты изолинии максимальных визуальных сияний.

На рис. 8.3 приведены данные одного пролета спутника «Инджун-3» (31 января 1963 г. в 07.05 UT) [14]. Раньше чем спутник достиг зоны сияний, наблюдалось излучение 3914 Å — вероятно, свечение ночного неба. В этой низкоширотной области при помощи счетчика Гейгера—Мюллера, установленного перпендикулярно магнитному полю, было зафиксировано большее число захваченных электронов, чем сброшенных, которые регистрировались счетчиком, ориентированным вдоль магнитного поля. Когда спутник попал в зону сияний, величина потока электронов и световое излучение резко возросли, а поток электронов в верхней полусфере стал изотропным; потоки сброшенных и захваченных электронов стали равными. О'Бриен [14] считает, что это обычная ситуация в случае сияния. На высотах 1000 *км* атмосферное рассеяние еще не влияет в значительной степени на угловое распределение электронов, так что изотропизация потока во время сияния связана с источником электронов и распространением частиц вниз по силовым линиям.

На малых высотах (около 250 *км*) установленный на спутнике «Инджун-3» фотометр, ориентированный вверх, если и зарегистрировал свечение, то очень слабое. Это показывает, что потоки электронов с $E \sim 10$ *эв* (которые перестали регистрироваться выше 250 *км*) не превышают потоков электронов с энергией порядка 10 *кэв* и энергия, которая переносится малоэнергичными электронами, весьма мала по сравнению с энергией электронов с $E \sim 10$ *кэв*.

РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Принято считать, что наибольшая часть энергии приносится в зону сияний электронами с $E < 30$ *кэв*. Правда, это не значит, что в этой зоне не существует электронов с энергиями выше указанного предела. Один из методов изучения этих высокоэнергичных электронов состоит в наблюдении рентгеновского излучения при помощи счетчиков, установленных на шарах-зондах. Электроны с энергией около 100 *кэв* могут проникнуть только через слой атмосферы толщиной порядка 10^{-2} *г/см*^{2} воздуха, но фотоны тормозного излучения этих электронов с энергиями выше 30 *кэв* могут пронизывать значительно бо́льшую толщу воздуха. Шары-зонды могут летать на высотах от 3 до 10 *г/см*^{2}, так что при их помощи можно регистрировать рентгеновское излучение. Винклер [15, 16] обобщил результаты изучения рентгеновского излучения при помощи шаров-зондов, полученные миннесотской группой в Миннеаполисе ($L = 3{,}5$):

1. На геомагнитной широте 56° во время магнитного возмущения типа большой отрицательной бухты или во время главной фазы сильной магнитной бури наблюдаются потоки рентгеновского излучения.

2. Установлено, что когда бы ни наблюдались видимые полярные сияния, рентгеновское излучение всегда хорошо коррелировало с ними. Для активных лучистых форм сияний корреляция была особенно хорошей. Корреляция наблюдалась в пределах точности измерений, составлявшей около 1 *мин*.

3. Вспышки рентгеновского излучения, магнитные возмущения и полярные сияния наблюдались преимущественно в местное ночное время.

4. Интегральный поток электронов, создающий вспышки рентгеновского излучения, изменяется в течение вспышек, длящихся приблизительно один час, от 10^9 до 10^{12} *см*$^{-2}$. Максимальная интенсивность потока во время сильных сияний достигает 10^9 *см*$^{-2} \cdot$ *сек*$^{-1}$.

5. Спектры электронов, хорошо соответствующие наблюдаемым на высотах шаров-зондов спектрам фотонов, весьма крутые. Дифференциальные спектры электронов могут быть выражены степенной функцией с показателем —4 или —5.

Андерсон [17, 18] и Браун [19], изучая данные шаров-зондов, полученные в зоне сияний, обнаружили, что потоки рентгеновского излучения регистрируются в этой зоне в течение 50% времени даже в магнитно-спокойные периоды. Измеренные энергетические спектры в интервале от 25 до 200 *кэв* были очень

крутыми. Кроме того, было обнаружено небольшое число фотонов с энергией $E > 200$ *кэв*. Андерсон вычислил, что для создания среднего потока рентгеновского излучения требуется ежедневный приток в зону полярных сияний электронов с $E_e > 30$ *кэв*, равный 10^{10}—10^{11} *см*$^{-2}$. При этом эффективность образования рентгеновского излучения принималась равной $\mathscr{E} \approx 10^{-5}$ *фотон/электрон*. При помощи шаров-зондов, запускаемых в различных пунктах, можно также изучать пространственное распределение рентгеновского излучения. Результаты такого изучения приведены в табл. 8.2.

Таблица 8.2

Географическое распределение спорадических потоков рентгеновского излучения на высоких широтах

Пункт	Геомагнитная широта, *град*	L	Географическая долгота, *град*	Полное время наблюдения на шарах-зондах, *ч*	Часть времени наблюдения рентгеновского излучения, %	Средний поток фотонов с энергией >30 *кэв*, *см*$^{-2}\cdot$*сек*$^{-1}$
Резольют Бэй	Вблизи полюса	—	95 *W*	60	0	$<0{,}5$
Форт Черчилль	69	8	94 *W*	150	64	12
Флин Флон	64,5	6	102 *W*	200	64	15
Колледж	64,5	6	148 *W*	100	50	10
Миннеаполис [15]	55,5	3	93 *W*	500	~5	$\lesssim 0{,}1$

Из табл. 8.2 видно, что рентгеновское излучение — явленне, характерное для зоны полярных сияний. Были сделаны попытки провести наблюдения рентгеновского излучения в сопряженных точках на шарах-зондах, запущенных из Колледжа (Аляска) и с острова Маккуори [20]. Измерения обнаружили определенное сходство, но, вероятно, шары-зонды были запущены недостаточно близко к одной и той же силовой линии, поэтому невозможно было критически анализировать эти данные.

Очень интересным свойством рентгеновского излучения в зоне полярных сияний являются значительные временные флюктуации. В спектре рентгеновского излучения, полученного в Миннеаполисе [15], была обнаружена периодичность повторения пиков через 0,8 и 1,6 *сек*. Если считать, что 0,8 *сек* — период колебания электронов по силовой линии от одной зеркальной точки до другой, то энергии этих электронов должны составлять около 60 *кэв*, т. е. примерно столько, сколько нужно для создания рентгеновского излучения. Используя прибор с высокой разрешающей способностью во времени, Андерсон [21] обнаружил более короткие периоды «микровспышек», которые часто наблюдаются в виде групп (рис. 8.4). Их полуширина составляет около 0,2 *сек*. Эти явления обычно наблюдаются в утренние часы по местному времени и длятся от одного до двух часов. Они, вероятно, являются результатом действия какого-то, в настоящее время неизвестного динамического процесса, происходящего на силовых линиях зоны полярных сияний. Исследовательской группой Андерсона установлено, что по большей части в случае микровспышек величина потока более энергичного рентгеновского излучения растет довольно быстро и достигает максимальной величины раньше (на 30 *мсек*), чем величина потока менее энергичного рентгеновского излучения. Это было интерпретировано как явление, обусловленное дисперсией скорости исходных электронов, наиболее энергичные из которых первыми достигают атмосферы. Эти данные позволили Андерсону сделать вывод, что дисперсия скорости, которая в модели Андерсона позволила объяснить наблюдаемые характерные особенности микровспышек, имеет место на участке траектории длиной в несколько земных радиусов, определяемом расстоянием вдоль магнитной силовой линии от атмосферы до границы, на которой происходит вторжение.

Различные наблюдения в зоне сияний дают совершенно разную информацию о положении источника энергичных частиц. По данным нескольких ракетных запусков [21а, 21б] в зоне сияний наблюдались быстрые временные вариации

электронов с энергией $E_e > 60$ *кэв*. Так как детектор по существу одновременно регистрировал импульсы электронов нескольких энергий, было сделано заключение, что источник этих электронов не должен быть расположен дальше, чем на расстоянии одного или двух R_E от поверхности Земли. Другая возможная, но маловероятная с точки зрения авторов интерпретация этих результатов состоит в том, что пространственное изменение потока более чем в 10 раз наблюдается на расстоянии меньшем 20 *м*. Если бы электроны зоны сияний образовывались ближе к Земле, чем к экватору, мы не могли бы ожидать сопряженных явлений. Однако наблюдаемые электроны имели высокие

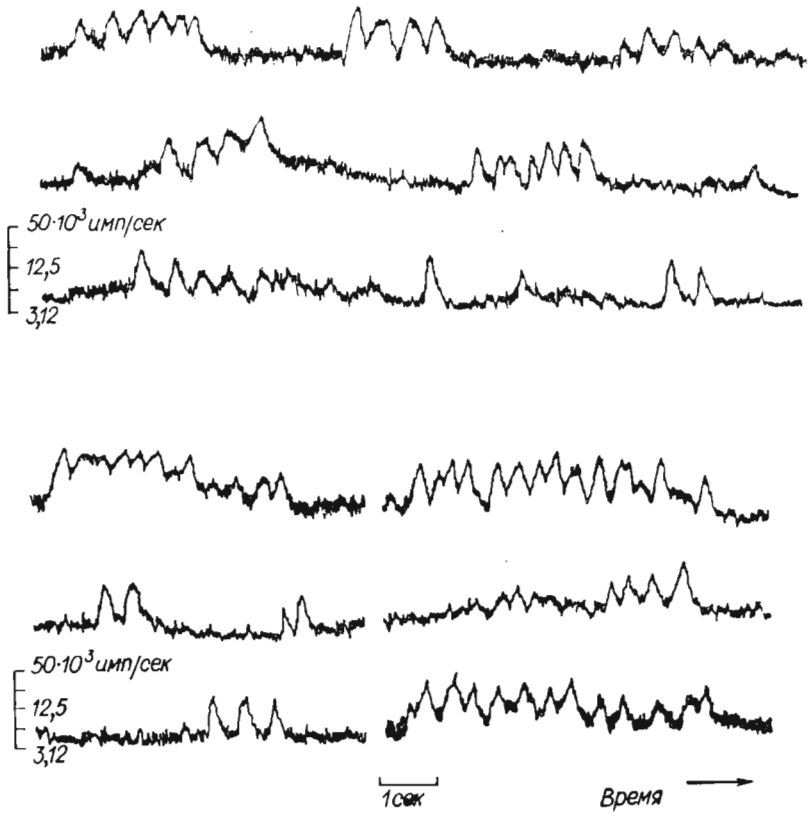


Рис. 8.4. Данные счетчика рентгеновского излучения в зоне сияний, показывающие периодические флюктуации потоков высыпающихся частиц с периодами около 0,2 *сек* [21].

энергии, выше тех, которыми обладают в среднем электроны авроральных пучков. В поведении малоэнергичных электронов не выявлены эти быстрые временные вариации; следовательно, вопрос о сопряженности явлений в данном случае еще не решен. Вспышки рентгеновского излучения в зоне полярных сияний Андерсон [22] разделил на три типа, учитывая их связь с геомагнитной активностью. Эта классификация чисто эмпирическая, так как источник данных явлений неизвестен.

1. *Рентгеновские вспышки, связанные с магнитными возмущениями*. Вспышки рентгеновского излучения, связанные с хорошо развитыми магнитными бухтами, рекуррентными и мировыми бурями, имеют общие черты. Вторжение электронов наблюдается на ночной стороне Земли, причем наиболее эффективное — в местную полночь. Вторжения с характерным масштабом времени порядка секунд и минут наблюдаются в течение нескольких часов. Глубина вторжения электронов в магнитосферу зависит от степени магнитного возмущения. Электроны могут проникать до $L \sim 2{,}5$.

2. *Рентгеновские вспышки в магнитно-спокойные периоды.* Этот тип вторжения электронов спорадического характера и с умеренной интенсивностью по сравнению с интенсивностью в ночное время в магнитно-возмущенные периоды наблюдается довольно часто. Он ограничен зоной полярных сияний и часто продолжается в течение минут, секунд и десятков секунд. Этот тип вторжения может также дать достаточно быстрый новый приток частиц, который создается при высыпании из стационарной области захваченной радиации, расположенной над зоной полярных сияний.

3. *Рентгеновские вспышки, связанные с внезапным началом магнитной бури.* Это спокойный приток электронов, длящийся около 5 *мин*. Как показывают данные наземных магнитометров, между этими вспышками и внезапным началом магнитного возмущения существует тесная временна́я связь. Область вторжения довольно широкая по долготе, но по широте резко ограничена зоной сияний. Общее число вторгающихся частиц невелико. Притока захваченных электронов с энергией $E_e > 40$ *кэв* на силовых линиях, идущих в зону сияний, может быть достаточно для того, чтобы получить наблюдаемые эффекты рентгеновского излучения. Предполагаемым источником является взаимодействие захваченной радиации с гидромагнитной волной, созданной фронтом возмущенного потока солнечного ветра при набегании его на магнитопаузу.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР И ИНТЕНСИВНОСТЬ ЧАСТИЦ ЗОНЫ СИЯНИЙ

По данным работы [18], полученным из анализа результатов измерений рентгеновского излучения на шарах-зондах, энергетический спектр электронов можно представить в виде

$$n(E) = ke^{-E/E_0}, \tag{8.1}$$

где $E_0 = 25$ *кэв*. Этот результат довольно хорошо согласуется с данными работы [6], в которой принимают $E_0 = 20$ *кэв*, а также работы [7], в которой считают $E_0 = 22$ *кэв*.

Используя 10-канальный магнитный спектрометр на спутниках серии «Дискаверер», Манн и др. [23] измеряли поток электронов в области, расположенной выше зоны сияний. Они установили, что энергетический спектр электронов с энергией, лежащей в интервале $90 < E < 250$ *кэв*, в зоне сияний может быть представлен в виде $n(E) = ke^{-E/E_0}$, причем E_0 может изменяться от 20 до 40 *кэв*. Для электронов с $E > 90$ *кэв* были измерены потоки до 10^5 *см*$^{-2} \cdot$ *сек*$^{-1} \times$ $\times$ *стер*$^{-1}$.

Шарп и др. [24] при помощи сцинтиллятора, установленного на спутниках с полярными орбитами, измеряли энергетический спектр малоэнергичных электронов в зоне полярных сияний. По их данным, среднее значение E_0 колеблется от 5 до 10 *кэв* для интервала энергий электронов $2 < E_e < 28$ *кэв*. Кроме того, группа исследователей, проводившая измерения на ракетах серии «Локхид», обнаружила в зоне сияний существование электронов с энергиями ниже 1 *кэв* [25]. Авторы считают, что большинство электронов, вторгающихся в зону сияний, имеет энергии, лежащие в пределах $2 < E_e < 28$ *кэв*.

По данным спутников «Инджун-1» и «Инджун-3» О'Бриен определил средний поток вторгающихся в зону полярных сияний электронов с энергией $E_e > 40$ *кэв*, равный $4 \cdot 10^5$ *см*$^{-2} \cdot$ *сек*$^{-1}$, и поток энергии электронов с $E_e > 1$ *кэв*, равный 4 *эрг*/(*см*$^2 \cdot$ *сек*).

Используя полярные спутники, летающие на малой высоте, Блэйк и др. [26] изучали вторжение электронов с $E_e > 400$ *кэв*. На протяжении двух недель в ограниченном по долготе районе вблизи местного полудня в области полярных сияний измерялись потоки этих электронов, и значения их лежали в интервале от 10^3 до 10^5 *см*$^{-2} \cdot$ *сек*$^{-1}$. Эти измерения показали, что спектр вторгающихся электронов с энергиями выше 100 или 200 *кэв* жестче, чем при более низких энергиях. Среднее значение энергий E_0 в этом интервале порядка нескольких сот килоэлектронвольт. Последние ракетные измерения, проведенные Мозером и Брастоном [27], подтвердили это предположение и показали,

что дифференциальные энергетические спектры имеют в распределении два максимума, причем больший максимум приходится на энергии $E > 400$ *кэв*.

На рис. 8.5 приведен усредненный спектр электронов зоны сияний, который построен по данным Мозера и Брастона. Так же, как «типичной» погоды, такого спектра, вероятно, в действительности никогда не бывает. Спектры полярных сияний имеют много разновидностей и могут очень сильно изменяться даже в течение одного сияния. Но результаты, представленные на рис. 8.5, не противоречат существующей информации об электронах, приведенной выше.

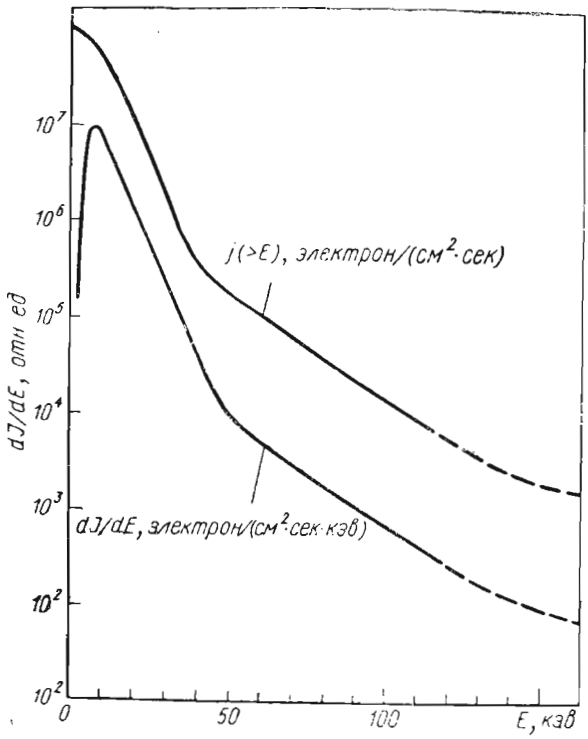


Рис. 8.5. Типичный энергетический спектр высыпающихся электронов, полученный на основании различных экспериментальных данных. Высокоэнергичная область спектра, еще недостаточно хорошо исследованная, изображена пунктирной линией.

Данные, полученные в интервале энергий от 1 до 80 *кэв* (см. рис. 8.5), хорошо согласуются с последними результатами ракетных измерений Мак-Диармида и Будзинского [28]. График имеет несколько интересных особенностей. Наибольший поток наблюдается при малых энергиях, 35% — ниже 10 *кэв* и 80% — ниже 20 *кэв*. Полный поток энергии вторгающихся электронов на рис. 8.5 составляет 1,5 *эрг*/(*см*^{2} · *сек*). Для соответствия результатов (см. рис. 8.5) с имеющимися данными в энергетическом спектре электронов должен быть резкий максимум в области 5 *кэв*. Этот спектр подобен энергетическому спектру, полученному Мак-Илвейном [5] по ракетным данным в 1958 г.

16 сентября 1966 г. из пункта Форт Черчилль (Канада) в область видимого сияния, состоящего из нескольких ярких складчатых полос, была запущена ракета с электростатическим анализатором Альберта, имеющим высокую разрешающую способность ($\Delta E/E \sim 2\%$) [29].

Анализатор регистрировал частицы с питч-углами от 80 до 90° вблизи их зеркальных точек на высотах около 250 *км*; энергетический спектр этих частиц, движущихся вниз по силовой линии, имел максимум в районе 10 *кэв* (рис. 8.6, сплошная кривая), что согласуется со спектром, приведенным на рис. 8.5. Кроме того, были зарегистрированы электроны, движущиеся после отражения вверх по силовой линии с питч-углами в интервале от 90 до 100°. Их энергетический спектр, также имеющий максимум, показан пунктирной кривой на рис. 8.6. Обнаружение резкого максимума в энергетических спектрах электронов зоны полярных сияний весьма интересно, так как можно предположить, что в этом случае механизмом ускорения являются электрические поля [5], а не какой-либо стохастический процесс. Конечно, можно ожидать спектры других видов, и иные процессы могут также иметь большое значение.

Ход энергетического спектра электронов с $E_e > 100$ *кэв* еще недостаточно хорошо известен, и поэтому на рис. 8.5 он показан пунктиром. Трудно сказать, насколько энергетические спектры протонов в зоне полярных сияний похожи на спектр, приведенный на рис. 8.5. Возможно, они примерно одинаковы.

Как недавно было установлено исследовательской группой фирмы «Локхид» [30], нельзя пренебрегать потоком энергии протонов в области сияния. Протонные сияния более протяженные и диффузные, чем электронные. Даже если протоны приходят к Земле узким пучком перезарядка приводит к размыванию их в широкие полосы. Дэвидсон [31] показал, что эти процессы, создавая изотропное распределение вторгающихся протонов, «размывают» сияния до ширины около 600 *км*. Величина полного потока энергии протонов с $E_p > 4$ *кэв* через зону полярных сияний составляет около 15% потока электронов [30] с энергией $E_e > 80$ *эв*.

Интересный долготный эффект вторгающихся протонов на дневной стороне зоны сияний наблюдали исследователи группы «Локхид». Согласно результатам их ракетных полетов в 1963 г. все случаи вторжения протонов в зону сияний происходили в интервале долгот от 0 до 110° восточной долготы или в местное магнитное время от 12.00 до 15.00 *ч*. При $K_p < 3$ эти протоны проникали в область $6 < L < 20$, а при более высоких значениях K_p они наблюдались ближе к экватору. Используя более чувствительные детекторы, в 1965 г. исследователи группы «Локхид» установили [32], что протоны проникают в зону сияний как в утренние, так и в послеполуденные часы, но бо́льшие величины потоков чаще наблюдались в послеполуденные часы.

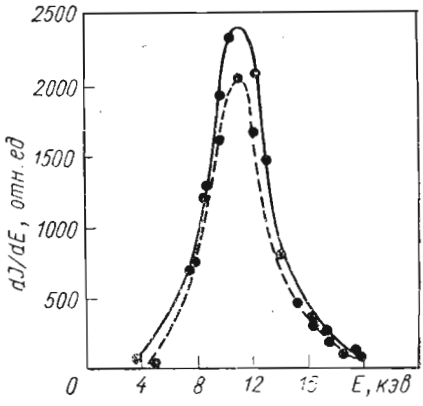


Рис. 8.6. Энергетические спектры электронов в видимом сиянии.

Из анализа двухдневных наблюдений малоэнергичных протонов с $E_p > 10$ *кэв* в зоне сияний в магнитно-спокойный период Шарп и др. [32] нашли, что вторжение протонов в зону сияний происходит даже при $K_p = 0$. Кривая распределения интенсивности вторгающихся протонов в зависимости от широты на ночной стороне имеет максимум вблизи инвариантной широты 22°, в то время как такая же кривая на дневной стороне имеет два максимума в двух различных районах, приходящихся приблизительно на 20 и 13° инвариантной широты. В областях максимумов вторжения вид спектра в основном согласуется с экспоненциальным спектром потока с характерными энергиями приблизительно от 10 до 20 *кэв*. Между наблюдениями, проведенными вблизи местного полудня и местной полуночи, а также между данными, относящимися к северной и южной зонам полярных сияний, или между областями высоких и низких широт на дневной стороне, не было обнаружено существенных расхождений.

Средний максимум интенсивности на ночной стороне был приблизительно в пять раз больше, чем на дневной, но большого различия в максимальной интенсивности между северным и южным полушариями или между областями высоких и низких широт на дневной стороне обнаружено не было.

Регистрируя электроны зоны сияний во время того же самого ракетного полета, Джонсон и др. [33] обнаружили два различных района вторжения электронов на дневной стороне. Малоэнергичные электроны ($0{,}08 < E < 21$ *кэв*) наблюдались на высокой магнитной широте — порядка 75° N, а электроны с преобладающими энергиями выше 21 *кэв* — вблизи 69° N. Высокоширотная область вторжения, как правило, имела ширину порядка десятков километров, а низкоширотная — сотен километров. На рис. 8.7 приведено распределение по инвариантным широтам различных типов частиц, зарегистрированных исследователями группы «Локхид». В табл. 8.3 приведена сводка всех спектральных измерений и измерений интенсивности заряженных частиц в зоне сияний.

Средний поток электронов с $E_e > 30$ *кэв* в зоне сияний, оцененный Андерсоном [22], составляет 10^6 *см*$^{-2}\cdot$*сек*$^{-1}$. Если площадь зоны сияний равна

Таблица 8.3

Сводка спектральных измерений [34]

Частицы	Интенсивность J, $см^{-2} \cdot сек^{-1} \cdot стер^{-1}$	Энергия E, $кэв$	Энергетический интервал, $кэв$	Параметры спектра	Исследователи
e	$2—6 \cdot 10^7$	10	5—50	$\gamma = 1$ (интегральный)	Дэвис и др. (1960)
p	$3 \cdot 10^3 — 1{,}2 \cdot 10^5$	100	100—800	$\gamma = 1 — 3{,}3$ (интегральный)	
e	$2{,}1 \cdot 10^8$	3	3—30	$E_0 = 5$ $кэв$	
e	$5 \cdot 10^{10}$			Приблизительно моноэнергетический $E = 6$ $кэв$	Мак-Илвейн (1960)
p	$2 \cdot 10^5$	80	80—200	$E_0 = 30$ $кэв$	
e	$2 \cdot 10^6$ $см^{-2} \cdot сек^{-1}$	30	30—110	$E_0 = 22$ $кэв$	Мак-Диармид и др. (1961)
e	$2 \cdot 10^5$ $см^{-2} \cdot сек^{-1}$	25	25—200	$E_0 = 28$ $кэв$ (приводимый Хюлтквистом в 1964 г.)	Андерсон и Энемарк (1960)
e	10^9 $см^{-2} \cdot сек^{-1}$	22	22—100	$\gamma \sim 5$ (интегральный)	Бхавсар (1962)
e	$5 \cdot 10^7$ $см^{-2} \cdot сек^{-1}$	25	25—200	$\gamma \sim 4$ (интегральный)	Андерсон и Де Витт (1963)
				Эквивалентная энергия 14 $кэв$,	Красовский и др. (1962)
e	$6 \cdot 10^7$	40	>1	$\gamma \sim 5$ (дифференциальный)	
	10^{10}	10	>1		О'Бриен и Лолин (1962)
e	$3 \cdot 10^6$	40	>1	$E_0 \sim 6$ $кэв$	
	$6 \cdot 10^{10}$	10	>1		
e	$3 \cdot 10^6$	40	50—90	$\gamma \sim 3$ (дифференциальный)	
e	10^8	5	1,50 и 90	$\gamma \sim 3$ (дифференциальный)	О'Бриен и др. (1962)
e	10^8 Средние потоки	10	>10	$E_0 \sim 4$ $кэв$	Стилвэлл
e	$3 \cdot 10^4$, $\Lambda = 65°$	40($K_p < 4_-$)	40+250	$E_0 \sim 41$ $кэв$ или $\gamma \approx 2{,}8$ (дифференциальный)	
e	$1{,}9 \cdot 10^3$, $\Lambda = 60°$	250 ($K_p < 4_-$)	40+250	$E_0 \sim 41$ $кэв$ или $\gamma = 2{,}8$ (дифференциальный)	Мак-Диармид и др. (1963) (по Хюлтквисту)
	$3 \cdot 10^4$, $\Lambda = 65°$	40 ($K_p < 4_+$)	40+250	$E_0 \sim 30$ $кэв$ или $\gamma = 3{,}9$ (интегральный)	
e	$2{,}6 \cdot 10^3$, $\Lambda = 60°$	250 ($K_p < 4_+$)	40+250	$E_0 \sim 30$ $кэв$ или $\gamma = 3{,}9$ (интегральный)	
	Средняя				О'Бриен (1964)
e	$4 \cdot 10^5$ $см^{-2} \cdot сек^{-1}$	40	>1, >40	$E_0 \sim 5{,}7$ $кэв$ или $\gamma \sim 2{,}2$ (интегральный)	О'Бриен и Тэйлор (1964)
e	10^8	2	>2, >28	$E_0 \sim 8$ $кэв$	Шарп и др. (1964)
	8×10^9	2	>2, >28	$E_0 \sim 4 \longrightarrow 9$ $кэв$	
			>2, >28	$E_0 \sim 3 \longrightarrow 5$ $кэв$	(Частное сообщение Хюлтквиста, 1964)
			1,5+21	$E_0 \sim 4$, 6; 4,1; 20, 95 $кэв$	
	$\sim 5 \cdot 10^6$	1	1—80	$E_0 \sim 12$ $кэв$	Мак-Диармид и Будзинский (1964)
	$3 \cdot 10^8$	20	10+25	$E_0 \sim 20 — 35$ $кэв$	Эванс (1965)

$10\,000 \cdot 10$ *км*, или 10^{15} *см*^{2}, можно получить поток энергии, примерно равный 10^{18} *эрг/сек*. Такова грубая оценка полной энергии частиц при нормальном вторжении. О'Бриен [35], считая эффективность перехода кинетической энергии электронов в энергию свечения равной 1%, дает (см. табл. 8.3) для сияния с коэффициентом яркости III (система IBC, см. табл. 8.1) то же самое значение. Из оценки О'Бриена [14] также следует, что для поддержания постоянного вторжения электронов в спокойное время, наблюдаемого во всей зоне сияний на спутниках «Инджун-1» и «Инджун-3», требуется поток энергии электронов, равный 10^{18} *эрг/сек*.

11 февраля 1958 г. над большой территорией земной поверхности наблюдалось очень яркое сияние. Над районами США его интенсивность в течение нескольких часов составляла 10^5 *крелей*. По оценке Красовского [36], это сияние со средней интенсивностью 10^4 *крелей* простиралось над более чем 10%

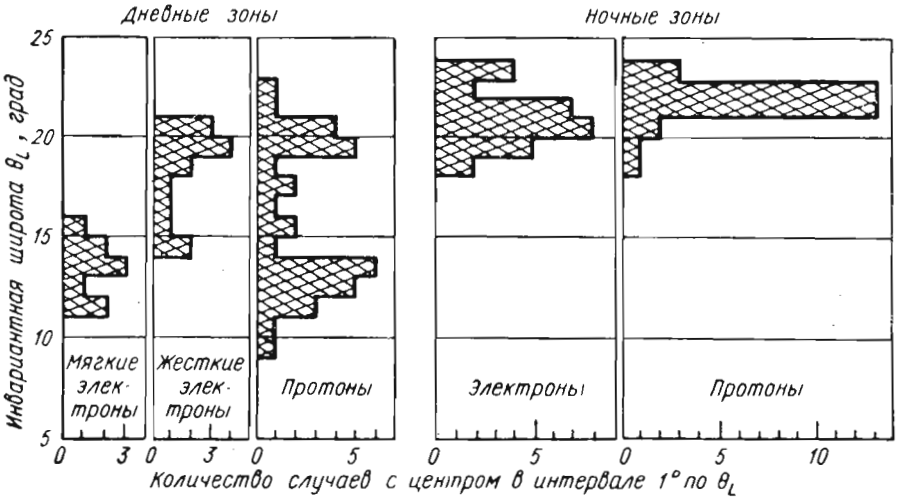


Рис. 8.7. Положения зон вторжения частиц нескольких групп, наблюдавшиеся с 9 по 10 ноября 1965 г. Распределение протонов с $E_p > 10$ *кэв* на дневной стороне Земли имеет два максимума. Вторгающиеся электроны в интервале энергий $1 < E_e < 5$ *кэв* образуют отдельную зону от более энергичных электронов, создающих на дневной стороне вторую высокоширотную зону сияний [30].

поверхности Земли, и при эффективности $\mathscr{E} = 1\%$ для его поддержания требовалась энергия вторгающихся частиц, равная примерно 10^{21} *эрг/сек*. За 3 *ч* полный приток энергии должен был составить примерно 10^{25} *эрг*. Такая энергия должна быть создана источником авроральных электронов.

ПРОЦЕССЫ, СВЯЗАННЫЕ С ПОЛЯРНЫМИ СИЯНИЯМИ

Видимые полярные сияния обычно сопровождаются некоторыми другими явлениями [1, 35]. Ионизация, которую производят вторгающиеся энергичные частицы, может вызвать мировой радиоблэкаут, замирание и мерцание космических радиоисточников или радиоизлучения искусственных спутников. Мерцания вызываются изменениями показателя преломления ионосферы из-за ионизации ее авроральными частицами (для измерения этих эффектов используются ионозонды и риометры). Кроме того, от слоев с увеличенной плотностью ионизации могут отражаться электромагнитные волны. Изучение полярных сияний с помощью радарных установок впервые показало, что полярные сияния наблюдаются в дневное время так же, как и в ночное.

Бомбардировка атмосферы заряженными частицами в зоне сияний нагревает ее. По оценке Чемберлена [13], сияние с яркостью III выделяет энергию

60 *эрг/(см²·сек⁻¹)* в виде тепла. О'Бриен вычислил [35], что это дает среднюю энергию атому атмосферы на высоте больше 110 *км*, примерно равную $2 \cdot 10^{-5}$ *эв/сек*, и что температуру, равную 300° K, можно удвоить примерно за 10^3 *сек*. Качественное подтверждение этого положения было получено при изучении торможения спутника «Инджун-3», когда его перигей приходился на высокие широты. В периоды высокой магнитной активности было обнаружено возрастание торможения спутника [37]. Пульсирующие сияния, по-видимому, генерируют инфразвуковые волны с периодом от 10 до 100 *сек* как результат периодического нагревания атмосферы.

Во время полярных сияний наблюдается излучение очень низкой частоты — ОНЧ-излучение, называемое свистами и хорами, с f от 0,1 до 10 *кгц*. Происхождение ОНЧ-излучения неизвестно, но, возможно, его создает черенковское излучение авроральных электронов или какое-либо другое когерентное излучение сгустков частиц. Предполагалось, что ОНЧ-излучение может исказить орбиты электронов и создать высыпание в зоне сияний. Измерение на спутнике «Инджун-3» с использованием одновитковой антенны [14] показало, что энергия ОНЧ-излучения меньше, чем энергия электронных пучков, на величину порядка 10^6. Поэтому маловероятно, что ОНЧ-излучение может возмущать движение электронов. Скорее всего ОНЧ-излучение вызывается электронами в результате действия какого-то механизма. Давно известно, что яркие сияния наблюдаются во время больших мировых магнитных бурь. Однако при сиянии наблюдаются и другие магнитные возмущения.

Медленное изменение магнитной возмущенности в зоне сияний, вероятно, обусловлено ионосферными токами внутри самого сияния или вблизи него. В зоне сияний также регистрируются микропульсации или колебания с частотой порядка нескольких герц, имеющие значительную интенсивность. Эти магнитные возмущения наводят земные токи.

Ниже приведен обзор явлений, сопутствующих полярным сияниям с яркостью II, и даны количественные оценки параметров этих явлений [35].

Солнечный ветер	Скорость 700 *км/сек*, концентрация 10 *частиц/см³*
Искаженная магнитосфера	Радиальное расстояние до магнитопаузы в солнечном направлении 8—10 R_E (50 000—65 000 *км*)
Высыпание частиц	400 *эрг/(см² · сек)* (локально), 10^{18} *эрг/сек* (над всей территорией Земли)
Внешний пояс	Основная область малоэнергичных электронов и протонов при $R > 5\,R_E$
ОНЧ-излучение	10^{-6} *эрг/(см² · сек)* на частоте от 1 до 10 *кгц*
Бальмеровское излучение	10^{10} *см⁻² · сек⁻¹* при $\Lambda = 6563$Å; $3 \cdot 10^9$ *см⁻² × × сек⁻¹* при $\Lambda = 4861$Å.
Видимое излучение полярных сияний	20 *эрг/(см²·сек)* включая 10^{11} *фотон/(см² · сек)* при $\Lambda = 5577$Å
Тепло	0,2°C/*сек* и 60 *эрг/(см² · сек)*
Звук	1—10 *дин/см²* за период 10—100 *сек*
Рентгеновское излучение на высотах шаров-зондов	Десятки *фотон/(см² · сек)* с энергией в десятки *кэв* (сильная зависимость от энергетического спектра электронов)
Ионизация	$7 \cdot 10^{12}$ *пар ионов/(сек² · сек)*, дающая максимальную электронную концентрацию около $5 \cdot 10^6$ *см⁻³*

Поглощение космического шума	Несколько *дб* (сильно зависит от частоты и энергетического спектра электронов)
Магнитное возмущение	10^{-2} *гс* (изменение поля на земной поверхности под областью сияния приблизительно на 1%)
Микропульсации	10^{-5} *гс* с периодами порядка секунд
Электроструи	10^5 *а* на локализованных участках с поперечным сечением 10 *км* на высотах около 100 *км*
Земные токи	Электрическое поле около 1 *в/см*

Данные спутников «Инджун-1» и «Инджун-3» [14] показали, что авроральные электроны ускоряются в области выше 1000 *км*. В этой области наблюдается их движение вниз. По измерениям спутника «Инджун» не зарегистрировано ни одного случая, когда количество частиц, движущихся вверх в этой области, было бы больше, чем движущихся вниз. Обычно во время сияния поток был существенно изотропным, и детекторы на «Инджуне-3», измерявшие потоки захваченных и высыпающихся частиц, в это время давали близкие численные значения. Было бы интересно узнать, имеют ли место ускорительные процессы на экваторе. Если это так, можно было бы предположить, что электроны идут по силовым линиям к северу и к югу, и мы могли бы ожидать сияний в сопряженных точках.

Были сделаны попытки изучить сияния в сопряженных точках северного и южного полушарий. Сделано это было только для периодов времени, близких к равноденствию, когда было темно в обоих пунктах наблюдений. Данные [38], полученные в пунктах Фареуэлл (Аляска) и остров Кэмпелл, которые являются сопряженными с точностью до 100 *км*, показали, что в основном поведение сияний очень схоже, распад сияний и вариации интенсивности наблюдались одновременно, но, правда, невозможно было сравнить отдельные детали форм сияний, чтобы установить, являются ли они сопряженными.

Используя камеры полного обзора неба, Бонд [39] изучая сияния в почти сопряженных пунктах: залив Бэклс (остров Маккуори) и Коцебу (Аляска). Он установил, что вариации интенсивности сияний в обоих пунктах были одинаковы в пределах одной минуты (периода измерений). После сопоставления данных, полученных в Маккуори и Коцебу, была установлена подобность пространственных форм сияний. В одном из случаев измерений на обеих станциях, которые являются почти сопряженными (рис. 8.8), наблюдались две лучистые формы сияний. Это дает сильное основание предположить, что данные сияния происходят на одних и тех же силовых линиях.

Карлтон проанализировал случаи видимых сияний, которые могли дать некоторую информацию о локализации процесса ускорения частиц. Он рассмотрел один случай сияния, когда высота последнего непрерывно росла таким образом, как это должно быть при непрерывном уменьшении энергии прибывающих электронов. Если электроны начали свой путь в один и тот же момент времени и в одной точке и проникли на высоту зоны сияний с разницей во времени, обусловленной различными скоростями, они должны были бы прийти с высоты около 2500 *км*. Это указывает на то, что процесс ускорения происходит на больших высотах, что согласуется с данными спутников «Инджун», но не на экваторе. Такая интерпретация этого явления, возможно, не единственная. Часто в сияниях наблюдаются быстрые временные вариации, которые нельзя объяснить тем, что частицы вылетают из одной точки, поэтому приведенная выше интерпретация может быть и неверной.

В 1967 г. для изучения сияний в сопряженных точках были проведены одновременные измерения с двух самолетов, один из которых находился в северной зоне сияний над Аляской, а другой — в южной зоне над Новой Зеландией. Во время МГГ были попытки наблюдений сияний в сопряженных точ-

ках с помощью наземных измерений, но они не удались по метеорологическим причинам. Некоторые измерения с самолетов, проведенные в магнитно-спокойное время, установили детальную сопряженность сияний с ограничениями, накладываемыми измерительной аппаратурой и навигационной точностью, которая была порядка 10 или 20 *км*.

По данным спутников «Электрон-1» и «Электрон-3» Болюнова и др. [40] на высоте около 6000 *км* над южной зоной полярных сияний обнаружили довольно большие потоки электронов с $E_e > 20$ *кэв*. Во время магнитных бурь в январе и марте 1964 г. они измеряли потоки электронов до 10^9 $см^{-2} \cdot сек^{-1}$. Авторы работы [40] считают, что поток электронов, наблюдаемый на больших высотах (5000—7000 *км*) над южной зоной полярных сияний во время магнитных бурь, сравним с потоком электронов, который можно получить по наземным наблюдениям в северной зоне полярных сияний. Это является еще одним свидетельством того, что ускорение частиц происходит на больших высотах.

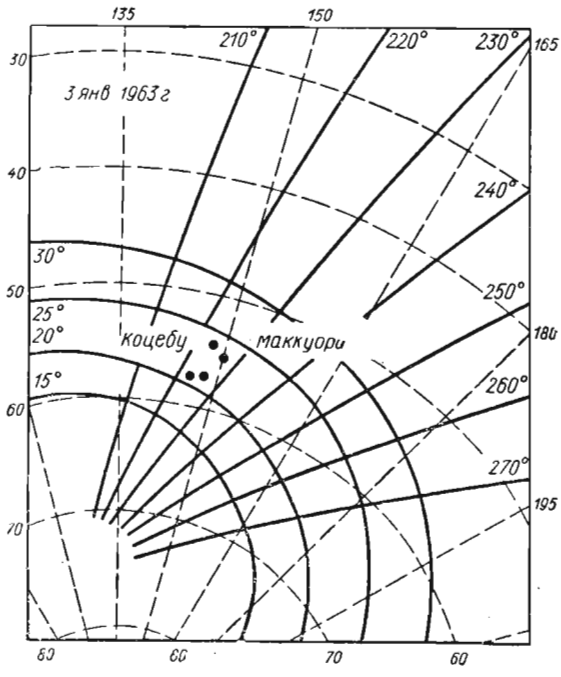


Рис. 8.8. Положения двух лучей полярных сияний, наблюдаемые на острове Маккуори. На рисунке нанесены точки, где одновременно наблюдались также два луча сияния в пункте Коцебу (Аляска). Видно, что эти две пары лучей полярных сияний являются почти сопряженными [39].

Мозер [41] нашел, что в угловых распределениях протонов в полярных сияниях иногда имеется максимум, направленный вверх. На ракете, запущенной 3 сентября 1965 г. в распадающееся сияние с коэффициентом яркости I, был установлен полупроводниковый детектор для измерения потоков протонов в интервале энергии E_p от 140 до 250 *кэв*. В течение первой половины полета детектор измерял почти постоянный существенно изотропный поток частиц в верхней полусфере и в части нижней полусферы, соответствующих зеркальным точкам над атмосферой. За период времени более 10 *сек* в указанном энергетическом интервале он зарегистрировал большее число протонов, движущихся вверх по силовой линии, чем движущихся вниз. Это можно объяснить либо ускорением, либо переориентацией векторов скорости этих протонов в области ниже 320 *км*. Мозер также считает, что быстрые временные вариации на малых высотах указывают на какие-то возмущения частиц в этой области, поскольку если бы они возникли на больших высотах, они были бы «удалены» до того, как достигли малых высот. Процесс ускорения частиц в зоне сияний пока неясен, но большинство фактов свидетельствует в пользу того, что ускорение происходит на больших высотах.

В связи с большой величиной потока частиц, связанных с яркими полярными сияниями, возникают некоторые проблемы. Если имеются частицы с энергией около 6 *кэв* и величиной потока 10^{12} $см^{-2} \cdot сек^{-1}$, могут ли эти частицы удерживаться геомагнитным полем? Для удержания частиц полем давление частиц должно быть меньше магнитного:

$$nmv^2/2 < B^2/8\pi. \qquad (8.2)$$

Для сияний с коэффициентом яркости IV, для которых требуется поток энергии 3000 *эрг/(см²·сек)*,

$$nmv^2/2 \approx 10^{-6} \text{ эрг/см}^3,$$

а плотность энергии магнитного поля вблизи экватора для $L = 6$, где $B = 140\gamma$, составляет

$$B^2/8\pi \approx 10^{-7} \text{ эрг/см}^3.$$

Следовательно, в данном случае поток частиц не может удерживаться магнитным полем.

Мы считали, что давление частиц остается постоянным по мере продвижения вверх по силовой линии. Это справедливо для изотропного распределения частиц, которое наблюдается на спутнике «Инджун». Однако если частицы движутся вниз по силовым линиям со скоростью $v_\perp = 0$, то они не оказывают никакого давления, перпендикулярного силовым линиям, и, следовательно, могут быть удержаны полем. Но если это так, то можно ожидать возникновения микронеустойчивостей в пучке электронов из-за анизотропии давления. Неустойчивость изгиба, зеркальная и двухпотоковая неустойчивости (см. гл. 7) будут стремиться сделать давление изотропным.

СВЯЗЬ С РАДИАЦИОННЫМИ ПОЯСАМИ

Когда были открыты радиационные пояса, естественно было предположить, что они связаны с полярными сияниями. После полетов «Пионера-3» и «Пионера-4», установивших существование изменяющегося во времени внешнего радиационного пояса, часто предполагали, что полярные сияния создаются частицами, выброшенными из внешнего пояса. Теперь мы знаем, что это не так. Запаса энергии захваченных частиц в радиационных поясах недостаточно, чтобы вызвать сияние.

Яркое сияние 11 февраля 1958 г., которое обсуждалось в работе [36], должно было выделить энергию $E \approx 10^{21}$ *эрг/сек*. Оно длилось несколько часов, так что полная энергия E, необходимая для его поддержания, составляла примерно 10^{25} *эрг*. Авторы работы [42] показали, что полная энергия в радиационном поясе должна быть меньше, чем 10^{23} *эрг*, иначе геомагнитное поле было бы значительно больше искажено у земной поверхности, чем это наблюдается в действительности. Кроме того, чтобы получить интенсивность 10^5 *крелей*, как это было в случае сияния 11 февраля 1958 г. [36], согласно табл. 8.1, нужен поток энергии частиц в атмосферу примерно равный 3×10^5 *эрг/(см²·сек)*. Какова же энергия, заключенная в силовой трубке и приходящаяся на 1 *см²* на верхней границе атмосферы? Из выражения для объема магнитосферы, приведенного в гл. 2, можно получить объем силовой трубки сечения 1 *см²*, равный $3 \cdot 10^{12}$ *см³* при $\lambda = 68°$. Считая, что захваченные частицы со средней энергией $E = 60$ *кэв* имеют величину потока 10^8 *см⁻²·сек⁻¹*, получаем полную энергию в этой трубке, равную 3000 *эрг*. Эта энергия израсходуется за время

$$t = \frac{3000 \text{ эрг/см}^2}{3 \cdot 10^5 \text{ эрг/ (см}^2 \cdot \text{сек)}} = 10^{-2} \text{ сек}.$$

Полученный результат говорит о том, что полярные сияния не могут создаваться захваченными частицами, как это предполагается в модели полярных сияний, называемой «моделью дырявого ведра».

О'Бриен, используя данные спутника «Инджун-3» [14], установил интересную связь между электронами зоны сияний и захваченными электронами. Когда наблюдается полярное сияние и растут потоки высыпающихся электронов, потоки захваченных электронов также часто возрастают, а не убывают. Причем растут потоки захваченных электронов с энергией $E_e > 40$ *кэв*, в то время как потоки захваченных электронов с энергией $E_e > 1$ *Мэв* обычно существенно не изменяются. О'Бриен назвал этот процесс моделью «уловленных брызг» в противоположность модели «дырявого ведра». Модель уловленных

брызг (см. рис. 6.24) предполагает, что авроральные электроны, а также вновь захваченные электроны ускоряются в результате какого-то одного процесса. Внешний радиационный пояс улавливает «брызги» высыпающихся в зону сияний электронов. В этой модели механизм ускорения электронов, наблюдаемых в сияниях, является одним из источников внешнего радиационного пояса.

Откуда же берется энергия сияний, если не из радиационных поясов? Средний приток энергии в зону сияний составляет примерно 10^{17}—10^{18} *эрг/сек*. Солнечный ветер — это потоки протонов с энергиями E_p около 1 *кэв*, имеющие величину порядка 10^8 $см^{-2} \cdot сек^{-1}$.

Поток энергии, падающий на лобовую часть магнитосферы, составляет примерно 10^{20} *эрг/сек*. Следовательно, если существует механизм, который может отнять 1% энергии солнечного ветра и передать ее энергичным частицам, то он может создать сияние. Очевидно, что энергия для сияний поступает от Солнца, но, по-видимому, энергичные заряженные частицы не приходят непосредственно от Солнца. Солнечная буря, создавшая большие изменения в захваченной радиации [43], как это было видно по данным спутника «Эксплорер-4», не была зарегистрирована при помощи идентичного детектора [44] на «Пионере-5» на значительных удалениях от Земли. Это обстоятельство указывает на то, что в пределах земного магнитного поля, или, возможно, в переходной области может происходить локальное ускорение частиц и оно может быть ответственным за появление в радиационном поясе новых частиц. Вероятно, то же самое справедливо и для вторгающихся в зону сияний электронов.

Очень быстрые временны́е вариации потоков рентгеновского излучения, наблюдаемые Андерсоном [21] при помощи сцинтилляторов на шарах-зондах, запускаемых в зону сияний, также служат веским доводом в пользу локального ускорения. Это рентгеновское излучение несомненно генерируется механизмом тормозного излучения электронов, проникающих в атмосферу. Трудно себе представить, что эти временны́е вариации с периодом порядка нескольких секунд объясняются действием частиц, пришедших непосредственно от Солнца. Такие варнации должны создаваться мелкомасштабными локальными эффектами. Просуммируем основные сведения о полярных сияниях в связи с проблемой радиационных поясов.

1. Полярное сияние не вызывается частицами, выброшенными из радиационного пояса, а наоборот, добавляет частицы в радиационный пояс.

2. Существует процесс ускорения, порождающий большие потоки электронов и протонов за время порядка нескольких секунд и менее, кроме того, наблюдаются очень быстрые временны́е вариации потоков.

3. Вторгающнеся электроны часто представляют собой узкие пучки шириной порядка 1 *км* или менее, области протонов более диффузны, возможно, из-за процессов перезарядки.

4. По-видимому ускорение происходит главным образом на больших высотах, возможно, на экваторе. Оно порождает электроны с энергиями в основном в несколько килоэлектронвольт, спектр которых простирается до энергии $E \approx 200$ *кэв*, форму спектра приблизительно можно представить в виде E^{-5}. Вероятно, существует проблема удержания частиц магнитным полем в случае очень ярких сияний, если они ускоряются вблизи экватора.

5. Процесс ускорения в зоне полярных сияний происходит непрерывно.

ТЕОРИИ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ

В настоящее время не существует ни одной удовлетворительной теории полярных сияний. Ранее выдвигалось много различных теорий, но мы рассмотрим только те из них, которые до некоторой степени сохранили свое значение. Теория магнитных бурь Чепмена — Феррaро содержала понятие магнитосферы, создаваемой двнжущимся к Земле потоком нейтрального вещества, приходящего от Солнца. Ускоряющие процессы вблизи магнитопаузы, как предполагали авторы, создают частицы, ответственные за полярные сияния. Различные вариации этой темы используются до настоящего времени.

Альвен [45] в 1939 г. высказал предположение о том, что в нейтральном потоке, приходящем к Земле, благодаря присутствию магнитного поля может иметь место разделение зарядов и, как результат этого, — электрическое поле поляризации. Частицы в геомагнитном поле могут быть ускорены этим электрическим полем. Теперь большинство исследователей сомневаются в том, что такое электрическое поле может существовать в солнечном ветре. Из-за большой плотности энергии частиц в ветре магнитное поле движется вместе с частицами, и для частиц, движущихся со скоростью солнечного ветра, не должно быть никакого электрического поля $\mathbf{V} \times \mathbf{B}$, а следовательно, и никакого разделения зарядов.

Чемберлен [46] и Керн [47] рассматривали случаи, когда имеет место разделение зарядов в геомагнитном поле и образующиеся электрические поля параллельны магнитным силовым линиям. Для этого они рассмотрели долготные изменения полей или потоков частиц, которые могут иметь место. Параллельное электрическое поле может ускорять частицы, которые создают полярные сияния.

Позднее Чемберлен [48] предположил, что полярные сияния могут вызываться какой-либо неустойчивостью. В этой модели считалось, что для частиц, уже находящихся внутри магнитосферы, неустойчивость служит механизмом, под действием которого они выбрасываются, создавая полярные сияния.

Акасофу и Чепмен [49] использовали понятие нейтральной линии поля типа X, введенное Данжи [50], но они получили ее из рассмотрения кольцевого тока вблизи $6R_E$. Ток должен быть достаточно большим, для того чтобы изменить направление поля на противоположное. Частицы, движущиеся к нейтральной линии поля, могут изменить свои питч-углы и высыпаются в атмосферу. Геометрия поля в этом случае, вероятно, будет неустойчивой; во всяком случае, наблюдения при помощи спутников показывают, что такой кольцевой ток, вероятно, не существует.

Чемберлен [58], Керн [47], а также Акасофу и Чепмен [49] рассматривали процессы ускорения внутри магнитосферы, предполагая, что частицы уже находятся внутри нее и в результате каких-то внутренних процессов увеличивают свои энергии и затем выбрасываются.

Идея о том, что полярные сияния создаются захваченными частицами, появилась вскоре после открытия внешнего радиационного пояса, но оказалось, что источник энергии, требуемый для создания сильного полярного сияния, не может быть обеспечен захваченной радиацией. Кроме того, наблюдения О'Бриена на спутнике «Инджун» обнаружили бо́льшие по величине потоки захваченных частиц после сияния, чем до него, а это обстоятельство исключает предположение о том, что возникновение сияния связано с захваченными частицами.

Об обоснованности теорий полярных сияний здесь можно сказать немного. Большинство из них были специально привлечены для объяснения полярных сияний. Ни одна из них в деталях не является правильной.

Модель открытой магнитосферы, предложенная Данжи [50], также может объяснить сияния. Согласно этой модели, в предположении, что солнечное магнитное поле направлено на юг, магнитная нейтральная линия поля типа X наблюдается в подсолнечной точке, где силовые линии солнечного магнитного поля смыкаются с силовыми линиями геомагнитного поля (см. рис. 7.9). Силовые линии солнечного магнитного поля обходят полярные шапки и разрываются позади магнитной нейтральной линии типа X. Для наблюдателя, находящегося на Земле, существует электрическое поле $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$, созданное силовыми линиями в солнечном ветре, имеющем скорость v. В этой модели все силовые линии эквипотенциальны. Если смотреть сверху на полярную шапку, эти эквипотенциальные линии выглядят, как показано на рис. 6.24. Они очень похожи на токовую систему SD или авроральные электроструи, иногда наблюдаемые в полярных районах [51]. Это было бы так, если бы SD-токи были токами Холла, что вполне правдоподобно, так как в ионосфере преобладает электрическая проводимость Холла (см. гл. 10). Из описанной модели следует, что про-

тонные сияния должны иметь место до полуночи, а электронные сияния — после полуночи. Типичная энергия E, которую может получить частица при наблюдаемой скорости ионосферного ветра 200 *м/сек* определяется соотношением

$$E = e\mathscr{E}l = e\frac{v}{c}Bl \approx 40 \text{ кэв}. \tag{8.3}$$

Разность потенциалов поперек полярной шапки по этой теории составляет 40 *кв*, а во время возмущений, когда скорость солнечного ветра может увеличиться до 2000 *км/сек*, эта разность потенциалов может возрасти до величины более чем 100 *кв*. Теория Данжи, использующая более реальное значение электрического поля, чем теория Альвена, представляется разумной при условии, что солнечное магнитное поле направлено на юг и что имеет место быстрое пересоединение силовых линий.

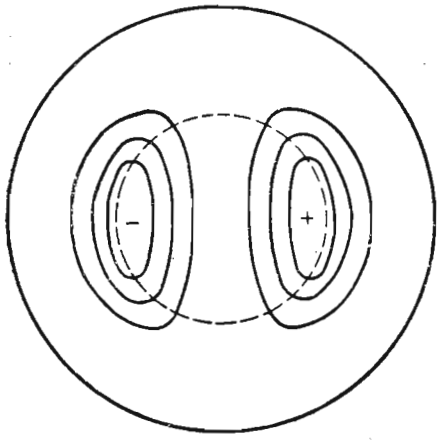


Рис. 8.9. Распределение электрического потенциала в северном полушарии на основании открытой модели магнитосферы [50].

В модели полярных сияний Аксфорда и Хайнса [52] рассматриваются сначала малоэнергичные частицы в хвосте магнитосферы, которые затем переносятся в глубь ее (рис. 8.10), увеличивая свою энергию по мере продвижения. Это конвективное движение в модели Аксфорда и Хайнса является результатом вязкого взаимодействия магнитосферной плазмы с солнечным ветром на магнитопаузе. Перестановка силовых линий по Голду [53] позволяет частицам продолжать движение со скоростью u. Частицы, следуя по силовым линиям в конвективном движении, адиабатически ускоряются по мере того, как они продвигаются внутрь магнитосферы. Если силовые линии эквипотенциальны, то возникающие электрические поля $\mathbf{u} \times \mathbf{B}$, будучи спроектированными на полярную шапку, создают распределение потенциалов, до некоторой степени подобное распределению потенциалов в полярной шапке в модели Данжи (см. рис. 8.9). В этом случае также возникают *SD*-токи, но они искажены магнитосферным вращением. Предполагается, что конвекция имеет место примерно до $4{,}5R_E$. Вторжение частиц и полярные сияния должны возникать также вплоть до этой глубины, т. е. до $\lambda = 62°$. В рамках этой модели нельзя объяснить четкие узкие структуры полярных сияний, и кроме того, модель не содержит отчетливо определенной зоны сияний.

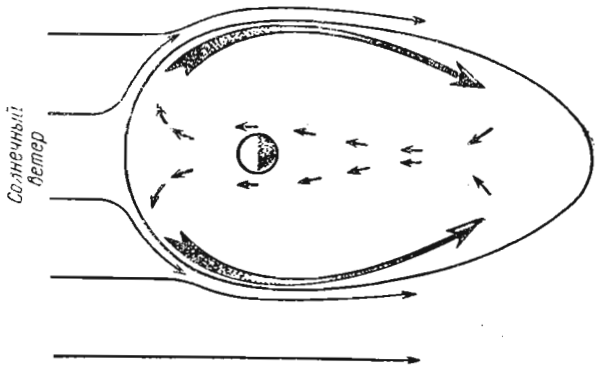


Рис. 8.10. Движение, вызванное в магнитосфере вязким течением солнечного ветра. Когда на эту модель накладываются эффекты, вызванные вращением плазмы вместе с Землей, две полости, в которых происходит конвекция, становятся асимметричными.

Одним из наиболее интересных недавних исследований полярных сияний было детальное изучение движения частиц вблизи магнитно-нейтральных точек, особенно в окрестных электрических и магнитных полях. Для дальнейшего исследования этого вопроса необходимо знать, какие типы электрических полей могут существовать в магнитосфере.

Эти электрические поля не были измерены непосредственно, но о них довольно много известно из результатов изучения временных вариаций геомагнитного поля. Определенные классы этих вариаций обусловлены током, текущим в ионосфере [51]. Это было доказано непосредственными измерениями на ракетах, имеющих на борту магнитометры, которые регистрировали внезапное изменение величины B с высотой. Это указало на то, что ракета проходила через тонкий токовый слой. Известны небольшие изменения магнитного поля, происходящие с периодом лунных суток; они, очевидно, обусловлены лунными приливами. Наблюдались также подобные эффекты, связанные с солнечными приливами и солнечным нагревом в магнитно-спокойные периоды.

Однако существуют интересные эффекты, происходящие с периодом солнечных суток, которые наблюдаются в магнитно-возмущенные интервалы времени и называются солнечно-возмущенными или SD-вариациями. Считается, что эти SD-вариации в некотором смысле обусловлены процессами в солнечном ветре. Они в основном наблюдаются на высоких широтах и имеют наибольшую величину в зоне сияний. В этой зоне часто наблюдаются существенные возмущения горизонтальной составляющей геомагнитного поля, называемые положительными (если ΔB положительно) или отрицательными (если ΔB отрицательно) магнитными бухтами. Обычно в зоне сияний положительные бухты (обусловленные токами, текущими с запада на восток) наблюдаются в вечерние часы перед полуночью, а отрицательные бухты (обусловленные токами, текущими с востока на запад) — в ранние утренние часы. Между магнитными бухтами и появлением полярных сияний существует тесная корреляция. Ионосферные токи, названные системой SD-токов [54], ответственные за эти магнитные бухты, приведены на рис. 10.8. Следует иметь в виду, что это средняя статистическая картина, и могут иметь место значительные вариации этой системы SD-токов от ночи к ночи.

Из токовой системы (см. рис. 10.8) можно получить распределение электрического поля, решая уравнение $\mathbf{j} = \sigma\mathscr{E}$, где проводимость σ — тензор. Решение этого уравнения дает распределение потенциала, подобное распределению потенциала модели Данжи (см. рис. 8.10).

ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦ ВБЛИЗИ НУЛЕВОГО ЗНАЧЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В хвосте земного магнитного поля поперек магнитного нейтрального слоя может существовать значительная разность потенциалов. В распределении потенциалов модели Данжи, ответственном за систему SD-токов (см. рис. 8.9), разность потенциалов поперек полярной шапки составляет около 40 *кв*. Если существует разность потенциалов поперек полярной шапки, она должна также существовать и поперек геомагнитного хвоста.

Проводимость σ_0 вдоль силовых линий очень высока, так что силовые линии должны быть существенно эквипотенциальными. Данжи [50] предположил, что эта разность потенциалов будет ускорять авроральные частицы, и дал грубое представление о траектории потока частиц. Спейсер [55] использовал эту модель поля и определил, как движутся, ускоряются и появляются в зоне сияний заряженные частицы.

Нейтральный слой с существующей в нем поперечной разностью потенциалов образует систему, в которой частицы могут ускоряться. Спейсер брал значение электрического поля, постоянное поперек хвоста и равное

$$\mathscr{E}_z = \frac{u}{c} \cdot B_{\text{хв}} = 1/3 \ \textit{в·см}.$$

При этом скорость течения в нейтральный слой $u = 15$ *км/сек*. В случае простой геометрии плоского поля хвоста ($B_{\text{дип}} = 0$) частица, попадающая в нейтральный слой, движется, приобретая энергию по мере продвижения ее

в направлении z. Спейсер описал этот нейтральный слой полем со следующей геометрией:

$$\left.\begin{aligned} &\mathbf{B} = -b\left(\frac{x}{d}\right)\hat{\mathbf{e}}_y, && \text{если } |x| < d;\\ &|B| = b, && \text{если } |x| > d;\\ &\mathbf{E} = -a\hat{\mathbf{e}}_z, \end{aligned}\right\} \tag{8.4}$$

где b — напряженность магнитного поля за пределами нейтрального слоя толщиной $2d$; a — напряженность электрического поля; $\hat{\mathbf{e}}$ — единичный вектор.

Уравнение движения заряженной частицы в нейтральном слое имеет вид

$$m\ddot{\mathbf{r}} = e\left(\mathscr{E} + \frac{1}{c}\mathbf{V}\times\mathbf{B}\right). \tag{8.5}$$

Запишем это уравнение в следующем виде:

$$\ddot{x} = C_1\dot{z}x; \tag{8.6}$$

$$\ddot{y} = 0; \tag{8.7}$$

$$\ddot{z} = -C_3 - C_1 x\dot{x}_1, \tag{8.8}$$

где $C_1 = \frac{e}{cm}\cdot\frac{b}{d}$; $C_3 = \frac{e}{m}a$. Подставляя первый интеграл уравнения (8.8) в уравнение (8.6), получаем

$$\ddot{x} = -C_1 x\left\{-\dot{z}_0 + \frac{1}{2}C_1(x^2 - x_0^2) + C_3 t\right\}. \tag{8.9}$$

Приближенное решение этого уравнения для большого интервала времени имеет следующий вид:

$$x \approx At^{-1/4}\sin\left[\frac{2}{3}\cdot\frac{e}{cm}\left(\frac{ba}{d}\right)^{1/2}t^{3/2} + \delta\right], \tag{8.10}$$

где A и δ — константы, зависящие от начальных условий. В этой модели частицы обоих знаков совершают затухающие колебания около плоскости $x = 0$, оставаясь в нейтральном слое с непрерывно растущими энергиями. Пересекая

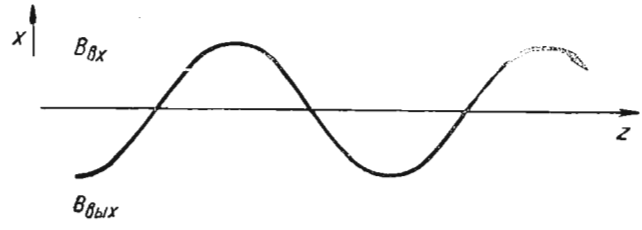


Рис. 8.11. Движение заряженной частицы в магнитной нейтральной плоскости; электрическое поле направлено по оси z.

плоскость $x = 0$, частица изменяет знак радиуса кривизны траектории и снова отклоняется к плоскости $x = 0$, двигаясь в направлении z. Это змееобразное движение частицы в направлении z показано на рис. 8.11. В результате движения частица ускоряется полем.

Описанная модель слишком проста, чтобы быть реалистичной. Для усовершенствования модели Спейсер ввел небольшое поле B, нормальное к нейтральному слою, чтобы представить земное дипольное поле:

$$\mathbf{B} = b\left(\eta\,\hat{\mathbf{e}}_x - \frac{x}{d}\,\hat{\mathbf{e}}_y\right)\eta \ll 1. \tag{8.11}$$

Уравнения движения теперь будут иметь вид:

$$\ddot{x} = C_1 x \dot{z}; \tag{8.12}$$

$$\ddot{y} = C_2 \eta \dot{z}; \tag{8.13}$$

$$\ddot{z} = -C_3 - C_1 x \dot{x} - C_2 \eta \dot{y}, \tag{8.14}$$

где

$$C_2 = (e/m)\, b.$$

Если z отрицательно, уравнение (8.12) описывает колебание частицы около плоскости $x = 0$, но для z положительных x экспоненциально растет, и частица выбрасывается из нейтрального слоя. Проводя некоторые преобразования, получаем

$$\ddot{x} = -\left(C_3 t + \frac{C_1}{2} x^2 + C_2 \eta y\right) x = -kx, \tag{8.15}$$

где

$$k = 0 \text{ для } t = -\frac{1}{C_3}\left(\frac{C_1 x^2}{2} + C_2 \eta y\right) = \tau. \tag{8.16}$$

Время $t = \tau$, когда частицы выбрасываются из нейтрального слоя, определяется соотношением

$$\tau \approx \pi mc/\eta eb. \tag{8.17}$$

Спейсер вычислил питч-углы частиц при выходе из нейтрального слоя, считая, что скорость при выходе

$$\mathbf{V} = \dot{x}_0 \hat{\mathbf{e}}_x - \frac{2a}{\eta b} \hat{\mathbf{e}}_y \tag{8.18}$$

и

$$\cos \alpha = \frac{\mathbf{B} \times \mathbf{V}}{Bv}. \tag{8.19}$$

Разлагая в ряд $\cos \alpha$ для малых α, имеем

$$\alpha \approx \frac{\eta}{2}\left(\frac{b}{a} \dot{x}_0 - 2\right). \tag{8.20}$$

Полагая, что $b = 20$, $a = 0{,}3$ *в/км* и $\eta = 0{,}013$, Спейсер получил следующее:

Частицы, входящие в нейтральный слой при значениях y	Энергия протоиов при выходе, *кэв*	Энергия электронов при выходе, *эв*	Расстоянние, которое проходят протоны по направлению к Земле в нейтральном слое, R_E	Расстояние, которое проходят электроны по направлению к Земле в нейтральном слое	Максимальный питч-угол при выходе, *град*
50 R_E	30	16	24	80 *км*	от 0,3 до 4
150 R_E	50	$12 \cdot 10^3$	120	10 R_E	от 0,02 до 0,2

Дипольное поле в конечном счете заставляет частицы покидать нейтральный слой. На рис. 8.13 приведены орбиты частиц, рассчитанные с учетом добавки дипольного поля. Из численных расчетов движения частицы в поле хвоста с добавкой дипольного поля получается оптимальное значение x, при котором энергия частицы становится максимальной. Если значение x мало, частица в нейтральном слое b, будет находиться довольно близко к Земле, и дипольное поле будет большим, поэтому частица быстро выйдет из нейтрального слоя и не приобретет энергии. Если x велико, частица может вообще не достичь нейтрального слоя до того, как она начнет дрейфовать к Земле. Спейсер вычислил при-

ращение энергии для различных частиц [56]. Чтобы определить, где большие потоки энергичных протонов выходят из хвоста, он использовал теорему Лиувилля. Спейсер предположил, что функция распределения частиц, входящих в хвост из солнечного ветра вблизи нейтральной линии, имеет вид

$$f(v) = Ae^{-F^2/v^2T} = Ae^{-(v-u)^2/v^2T}, \qquad (8.21)$$

где $\mathbf{u} = \frac{\mathscr{E} \times \mathbf{B}c}{B^2}$ скорость дрейфа в нейтральный слой, обусловленного электрическим полем, а v_T — тепловая скорость.

Из уравнения (8.21) видим, что f велико, когда F мало. Спейсер начал рассмотрение с протонов, имеющих $\alpha = 0°$ в плоскости выхода $x_{\text{вых}} - y_{\text{вых}}$ на расстоянии 25 R_E от Земли, и скорости $v_{\text{вых}} = 1{,}66 \cdot 10^8$ *см/сек* ($E \approx 15$ *кэв*).

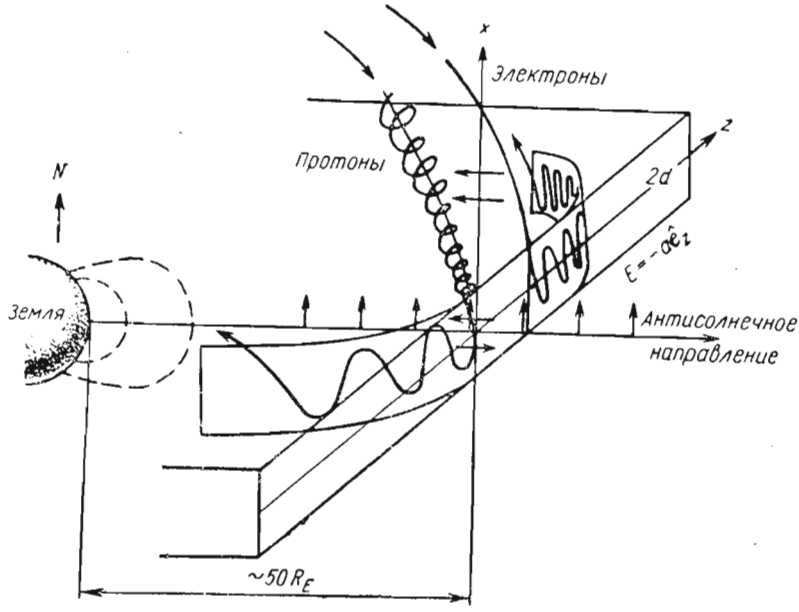


Рис. 8.12. Схема траекторий частиц, вычисленных Спейсером в нейтральном слое геомагнитного хвоста с поперечным электрическим полем в хвосте и небольшой компонентой магнитного поля, перпендикулярного к нейтральному слою, обусловленного дипольным полем Земли, которое в нейтральном слое описывается выражением (8.11), а за пределами его однородно. Протоны и электроны осциллируют около нейтрального слоя, ускоряясь в противоположных направлениях, и затем движутся в одном направлении к Земле под действием небольшого магнитного поля, перпендикулярного к нейтральному слою. Когда траектории частиц поворачиваются на 90°, частицы выходят из нейтрального слоя. Размеры на рисунке иллюстративные и нанесены не в масштабе [55].

Затем он вычислил предшествующие части их траектории, для того чтобы узнать, какими энергиями обладали эти протоны, когда они входили в хвост магнитосферы. Таким способом Спейсер определил F в уравнении (8.21). Контуры F, вычисленные вышеописанным способом, приведены на рис. 8.13. Если предположить, что $f_{\text{вых}}(v_{\text{вых}} = 1{,}66 \cdot 10^8) = f_{\text{вх}}(v)$, то контуры на рис. 8.9 можно связать с контурами потоков в уравнении (8.21). В областях, где значения F малы, потоки энергичных электронов велики.

Из рис. 8.13 видно, что значительный прирост энергии, а следовательно, большая интенсивность наблюдаются в сравнительно узком слое. По-видимому, этот слой, имеющий сложную структуру, может соответствовать многолучевым формам сияний.

Предполагая, как это делал Мид, что внутренняя граница поля хвоста располагается на $8R_E$, видим, что эта зона значительного прироста энергии проектируется на Земле в пределах широт $65° < \lambda < 70°$ для поля в 20γ. Наиболее вероятно, что это и есть зона полярных сияний.

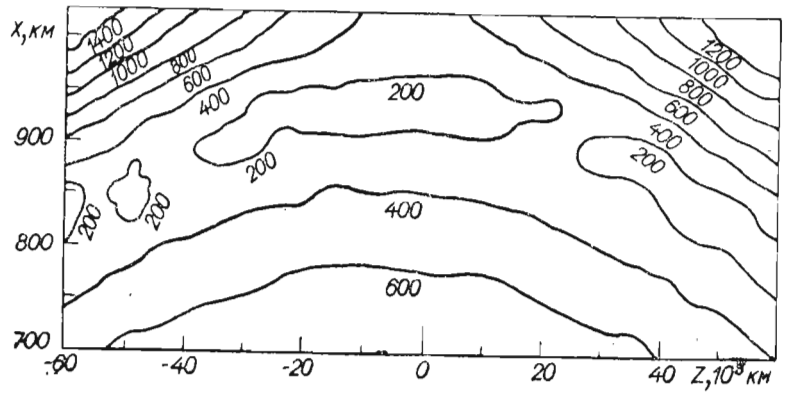


Рис. 8.13. Контурная карта значений $F = v - w$, вычисленных Спейсером на расстоянии, равном $25R_E$ от Земли, для протонов с $E_p = 15$ *кэв* и значения магнитного поля в хвосте $B_{хв} = 80\gamma$. По теореме Лиувилля области малых значений F могут быть интерпретированы как области высокой интенсивности энергичных протонов [55].

Значения потоков частиц, вылетающих из геомагнитного хвоста и спроектированных на поверхность Земли по силовым линиям с использованием модели Мида приведены на рис. 8.14. При использовании модели Вильямса и Мида

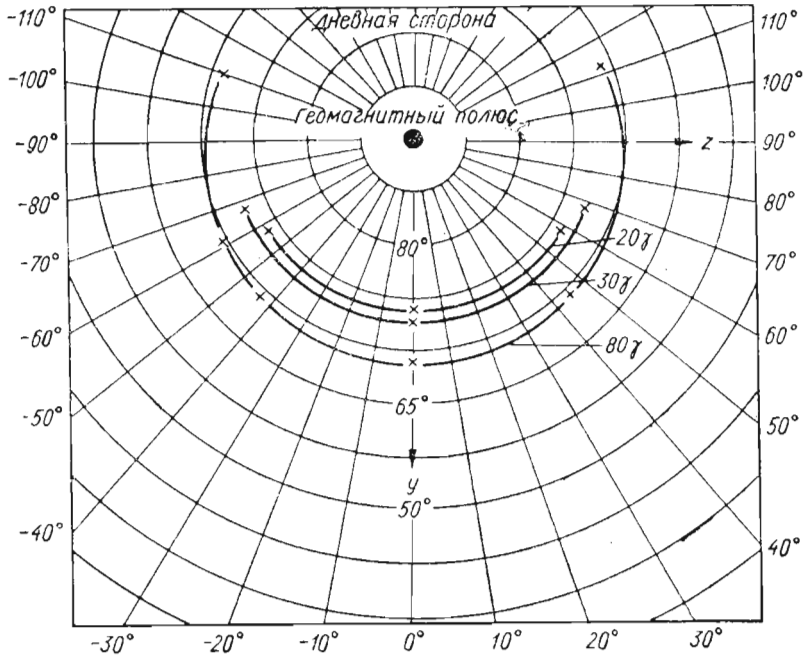


Рис. 8.14. Карта областей высокой интенсивности энергичных частиц на поверхности Земли, построенная Спейсером.

эти проекции сдвигаются примерно на 5° ниже по широте. Энергичные частицы появляются в области зоны сияний. Когда рассматривается хвост конечной ширины, то для более высокоэнергичных частиц или для частиц тех же самых

энергий могла бы наблюдаться асимметрия, если бы электрическое поле было слабее. Тогда протоны сдвигались бы к вечерней и дневной сторонам, а электроны — к утренней стороне магнитосферы [55].

Тэйлор и Хоунз [57] также вычислили движение частиц в земном магнитном поле, используя электрическое поле, полученное из токовой системы *SD* (рис. 8.15). Они предполагали, что силовые линии являются эквипотенциальными. Используемая модель магнитного поля состояла из дипольной модели и дополнительного поля хвоста с постоянным полем и силовыми линиями, направленными в противоположные стороны, выше и ниже магнитной, экваториальной плоскости. Такая конфигурация соответствует результатам изме-

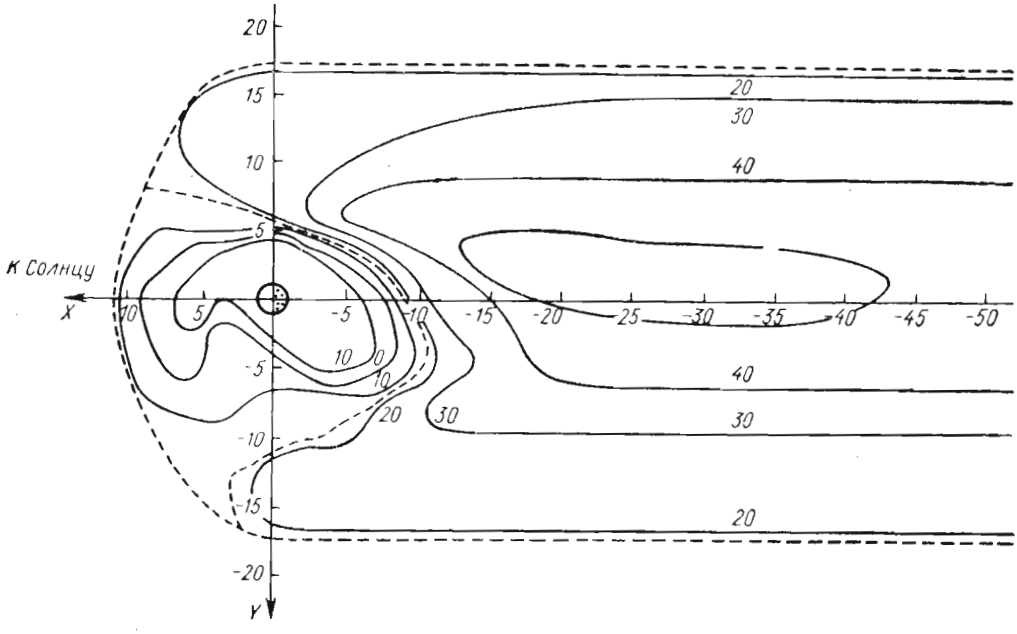


Рис. 8.15. Распределение электрического потенциала в экваториальной плоскости, использованное Тэйлором и Хоунзом при изучении ускорения частиц, которое вызывают полярные сияния. Это распределение учитывает источник токовой системы *SD* и эффекты вращения Земли.

рений на ИМП-1. Тэйлор и Хоунз предположили, что адиабатические инварианты μ и $\mathcal{J}$ сохраняются и что полная энергия $W = E + qV$ является интегралом движения.

Когда известна геометрия поля, указанные W, μ и $\mathcal{J}$ определяют поверхность, по которой должна двигаться частица. Для различных точек на этой поверхности могут быть определены E, B_m и α. Электрические поля здесь таковы, что они препятствуют вхождению протонов солнечного ветра в хвост магнитосферы и позволяют электронам солнечного ветра двигаться вдоль вечерней стороны хвоста и затем их ускоряют. Электроны, дрейфующие с вечерней стороны магнитосферы на утреннюю, формируют ток, который определяет длину хвоста в этой модели.

Большинство авроральных малоэнергичных частиц, согласно этой модели, зарождается в солнечном ветре с относительно малыми энергиями (< 1 *кэв*). Эти частицы становятся временно захваченными на поверхности магнитосферы. Так как они совершают колебания вдоль силовых линий вниз и вверх, они дрейфуют по долготе благодаря электрическому полю и градиенту магнитного поля. Так как магнитный дрейф частиц несет их в направлении электрического поля, частицы ускоряются. Когда частицы набирают энергию от 1 до 35 *кэв*, то вследствие сохранения магнитного момента они непрерывно переносятся

в область больших значений B и там отражаются. Многие из частиц направляются вниз, и точка их отражения находится в атмосфере. Такие частицы теряются. Если частица достигает своей максимальной энергии, не выпадая в атмосферу, она начнет снова терять энергию и дрейфовать назад из магнитосферы (другая возможность — частицы под действием неконсервативных электрических полей переносятся на силовые линии, на которых они стабильно захватываются).

Модель Тэйлора и Хоунза следующим образом описывает авроральные процессы.

1. Авроральные частицы зарождаются в солнечном ветре с энергиями < 1 *кэв*.

2. Эти частицы захватываются вблизи поверхности магнитосферы, и пока они дрейфуют, их энергии под действием электрического поля увеличиваются от 1 до 35 *кэв*. Они не остаются на захваченных орбитах (если не переносятся в эти области неконсервативными электрическими полями), а либо высыпаются в атмосферу и там поглощаются, либо снова покидают магнитосферу.

3. Между областями вторжения электронов и протонов существует отчетливая граница, протоны располагаются южнее электронов. Ширина этой границы лежит в пределах от 100 до 500 *км*. Максимальная ширина наблюдается днем, особенно вблизи меридиана, проходящего через утреннюю и вечернюю части магнитосферы, а минимальная ширина наблюдается вблизи полуночи. Эта граница располагается в области появления полярных сияний.

4. Электронные спектры к югу от границы жестче, чем к северу от нее.

5. Вторжение электронов происходит главным образом в узком интервале широт на ночной стороне Земли. Протоны вторгаются на большой площади в дневные часы и в узкой области к югу от электронов в ночные часы.

6. Резкая граница дневного вторжения протонов наблюдается на полуденном магнитном меридиане; в поздние утренние часы протонного вторжения не наблюдается.

Вероятно, обе эти модели ускорения авроральных частиц Спейсера [55, 56] и Тэйлора и Хоунза [57] по крайней мере частично отражают действительность. Распределение электрического поля иногда может быть похоже на распределение Данжи и Спейсера, а иногда—на распределение Тэйлора и Хоунза. Инжекция в магнитосферу как через хвост, так и через лобовую часть магнитопаузы играет важную роль. Но существует одна проблема, которая вызывает беспокойство и касается обеих этих моделей. Когда наблюдается яркое сияние, необходимо выделение в атмосфере примерно 1000 *эрг/(см²·сек)*. Способно ли магнитное поле удерживать такую плотность энергии на больших расстояниях от Земли? Если поток изотропный, как в модели Тэйлора и Хоунза, это довольно трудно. Но если поток остро направленный, как в модели Спейсера, это может иметь место. Роль неустойчивостей в распространении авроральных пучков нуждается в дальнейшем изучении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Davis T. N. The Aurora. Edit. W. N. Hess in Introduction to Space Science, Gordon and Breach, N. Y., 1965.
2. Van Allen J. A. Proc. Acad. Sci., **43**, 57 (1965).
3. Chapman S., Bartels J. Geomagnetism, Oxford U. P., 1940.
4. Meinel A. B. Science, **112**, 590 (1950).
5. Mcllwain C. E. J. Geophys. Res., **65**, 2727 (1960).
6. Davis L. R. et al. Space Res., 1, North Holland Publish. Co., 1960, p. 721.
7. McDiarmid I. B. et al. Direct Measurement of Charged Particles. Associated with Auroral Zone Radio Absorption. Canad. J. Phys., 39.
8. Newman P. Optical, P. 1, J. Geophys. Res., **64**, 923 (1959).
9. Steiger W. R., Matsushita S. J. Geophys. Res., **65**, 545 (1960).
10. Tinsley B. A. Canad J. Phys., **42**, 779 (1964).
11. Gregory T. B. Nature, **196**, 508 (1962).
12. Malville J. M. J. Geophys. Res., **64**, 2267 (1959).
13. Чемберлен Дж. В. Физика полярных сияний и излучений атмосферы. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1963.
14. O'Brien B. J. J. Geophys. Res., **69**, 1—101 (1964).

15. Winckler J. G. Atmospheric Phenomena, Energetic Electrons and the Geomagnetic Field. Univ. of Minn. Tech. Rept. CR-40 (July, 1961).
16. Winckler J. G. et al. J. Geophys. Res., **67**, 3717 (1962).
17. Anderson K. A. J. Geophys. Res., **65**, 551 (1960).
18. Anderson K. A., Enemark D. C. J. Geophys. Res., **65**, 3521 (1960).
19. Brown R. R. J. Geophys. Res., **66**, 1379 (1961).
20. Brown R. R. et al. J. Geophys. Res., **68**, 2677 (1963).
21. Anderson K. A., Milton D. W. J. Geophys. Res., **69**, 4457 (1964).
21a. Mozer F. S. Rapid Variations of Auroral Particle Fluxes. Space Sci. Lab. Rept. University of California, Berkeley, California, July 1967.
21б. Lampton M. Daytime Obsevations of Energetic Auroral Zone Electrons. Depart. of Phys. Rept. University of California, Berkeley, California, April 1967.
22. Anderson K. A. A Review of Balloon Measurements of *X*-rays in the Auroral Zone. University of California Space Sci. Lab. Rept. Berkeley, California, 1966.
23. Mann L. G. et al. The Electron Spectrum from 90 to 1200 *kev* as Observed on Discoverer Satellites 29 and 31. Space Res., 3, North Holland Publish. Co., 1963, p. 447.
24. Sharp R. D. et al. J. Geophys. Res., **69**, 2721 (1961).
25. Preliminary Results from Coordinated Measurements on Auroras. Trans. Am. Geophys. Res., **44**, 1073 (1963).
26. Blake J. B. et al. J. Geophys. Res., **71**, 5129 (1966).
27. Mozer F. S., Bruston P. J. J. Geophys. Res., **71**, 4451 (1966).
28. McDiarmid I. B., Budzinski E. E. Canad. J. Phys., **42**, 2048 (1964).
29. Albert R. D. Nearly Monoenergetic Electron Fluxes Detected during a Visible Aurora. Space Sci. Lab. Rept. University of California, Berkeley, California, December, 1966.
30. Evans J. E. et al. Austral and Boreal Zone Precipitation Patterns for Low Energy Protons. Space Res., **6**, 1966.
31. Davidson G. T. J. Geophys. Res., **70**, 1061 (1965).
32. Sharp R. D. et al. J. Geophys. Res., **72**, 227 (1967).
33. Johnson R. G. et al. Geophys. Union, **47**, 64 (1966).
34. Konradi A. Electron and Proton Fluxes in the Tail of the Magnetosphere. Goddard Space Flight Center X-611-65-465 (November 1965).
35. O'Brien B. J. Science, **148**, 449 (1965).
36. Krasovskii V. I. Space Sci. Rev., **3**, 232 (1964).
37. Jacchia L. G., Slowey J. J. Geophys. Res., **69**, 905 (1964).
38. Dewitt R. N. J. Geophys. Res., **67**, 1347 (1962).
39. Bond F. E. Auroral Morphological Similarities at Two Magnetically Conjugate Stations; Buckles Bay-Kotzebue, Presented at the Inter-Union Symposium on Solar Terrestrial Relationships, Belgrade, Yugoslavia (Sept. 1966).
40. Bolyunova A. D. et al. Investigation of Corpuscles on the Electron 1a and Electron 3 Satellites. Space Res., **6** (1966).
41. Mozer F. S., Bruston P. J. Geophys. Res., **71**, 2201 (1966).
42. Dessler A. J., Vestine E. H. J. Geophys. Res., **65**, 1069 (1960).
43. Van Allen J., Lin W. J Geophys. Res., **65**, 2998 (1960).
44. Arnoldy R. L. et al. J. Geophys. Res., **65**, 3004 (1960).
45. Alfven H. Cosmical Electrodynamics, Clarendon Press, 1950.
46. Chamberlain J. W. Astrophys. J., **134**, 401—424 (1961).
47. Kern J. W. J. Geophys. Res., **67**, 2649 (1962).
48. Chamberlain J. W. J. Geophys. Res., **68**, 5667 (1963).
49. Akasofu S. I., Chapman S. Phil. Trans. Roy. Soc., London, **A-253**, 359—406 (1961).
50. Dungey J. W. Phys. Rev. Lett., **6**, 47 (1961).
51. Sugiura M., Heppner J. P. The Magnetic Field of the Earth. Edit. Hess W. N. in Introduct. to Space Sci. Gordon and Breach, 1965.
52. Axford W. I., Hines C. O. Canad. J. Phys., **39**, 1443 (1961).
53. Gold T. J. Geophys. Res., **64**, 1219 (1959).
54. Silsbee H. C., Vestine E. H. Terr. Mag. and Atmos. Electr., **47**, 195 (1942).
55. Speiser T. W. J. Geophys. Res., **70**, 4219 (1965).
56. Speiser T. W. J. Geophys. Res., **72**, 3919 (1967).
57. Taylor H. E., Hones E. H. J. Geophys. Res., **70**, 3605 (1965).

ГЛАВА 9

СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

ТЕОРИЯ

Когда электрон совершает круговое движение в однородном магнитном поле, он испытывает ускорение и, следовательно, излучает. Для электронов с низкой энергией это излучение происходит на частоте кругового движения (гирочастота или циклотронная частота) и называется циклотронным. Для высокоэнергичных релятивистских электронов излучение в основном сосредоточено в направлении движения частицы и простирается до частот, значительно больших циклотронной частоты. Само излучение в этом случае называется синхротронным или магнитотормозным излучением.

Классическое выражение для мощности, излучаемой частицей, движущейся с ускорением, имеет вид [1]

$$P = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2}{c^3} \left(\frac{dv}{dt} \right)^2. \tag{9.1}$$

Швингер [2] обобщил это выражение на случай релятивистских частиц, показав, что оно должно быть инвариантно по отношению к преобразованиям Лоренца:

$$P(t) = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2}{m^2c^3} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \left[\left(\frac{dp}{dt} \right)^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{dE}{dt} \right)^2 \right]. \tag{9.2}$$

Для кругового движения преобладает первый член, и мы можем написать

$$P(t) = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2}{m^2c^3} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \left(\frac{dp}{dt} \right)^2. \tag{9.3}$$

При этом

$$\frac{dp}{dt} = \frac{2\pi p}{T} = \Omega_0 p, \quad \Omega_0 = \frac{\beta c}{R_c} = \frac{Be}{mc}, \tag{9.4}$$

где $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$, T — циклотронный период, а Ω_0 — угловая циклотронная частота. Для релятивистских скоростей

$$p = m\beta\gamma c = E\beta/c. \tag{9.5}$$

Подставляя это выражение в уравнение (9.3), получим значение средней излучаемой энергии:

$$P(t) = \frac{2}{3} \cdot \frac{e^2 \Omega_0 \beta^3}{R_c} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^4. \tag{9.6}$$

Необходимо также знать выражение для мгновенной излучаемой энергии. Угловое распределение излучения дается формулой

$$P(\theta, \varphi, t) = \frac{e^2}{4\pi m^2 c^3} p^2 (1-\beta^2) \left[\frac{1}{(1-\beta\cos\theta)^3} - (1-\beta^2) \frac{\sin^2\theta \cos^2\theta}{(1-\beta\cos\theta)^5} \right], \tag{9.7}$$

где θ — полярный угол относительно направления движения, а φ — азимутальный угол, отсчитываемый от орбитальной плоскости. Если выполнить усреднение, то оказывается, что угловое распределение имеет резкий максимум в направлении движения:

$$\langle \sin^2\theta \rangle = \frac{1}{P(t)} \int \sin^2\theta P(\theta, \varphi, t)\, d\Omega = (1-\beta^2) \times$$
$$\times \left[1 + \frac{1}{4}(1-\beta^2) - \frac{3}{4}\frac{(1-\beta^2)}{\beta^3}\left[\log\frac{1+\beta}{1-\beta} - 2\beta\right] - \frac{3}{8}\frac{(1-\beta^2)^2}{\beta^5}\left[\log\frac{1+\beta}{1-\beta} - 2\beta - \frac{2\beta^3}{3}\right]\right]. \quad (9.8)$$

Для высокоэнергичных электронов $\beta \approx 1$. Следовательно,

$$\langle \sin^2\theta \rangle = 1-\beta^2 = \left(\frac{mc^2}{E}\right)^2 = \frac{1}{\gamma^2}. \quad (9.9)$$

Отсюда находим обычное выражение для характерного угла излучения высокоэнергичных электронов:

$$\bar{\theta} = \frac{mc^2}{E} = \frac{1}{\gamma} \text{ для } \frac{E}{mc^2} \gg 1. \quad (9.10)$$

Так как угловое распределение очень узкое, излучение, регистрируемое наблюдателем, состоит из последовательности коротких импульсов, разделенных периодом циклотронного вращения (рис. 9.1). При этом время, в течение которого излучение регистрируется наблюдателем, равно

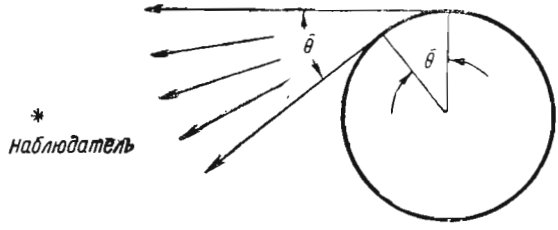


Рис. 9.1. Узконаправленный поток энергии, излучаемой электроном, движущимся по окружности.

$$\Delta t \approx \frac{R}{c}\bar{\theta}. \quad (9.11)$$

С учетом доплеровского смещения

$$\Delta t' = (1-\beta^2)\,\Delta t. \quad (9.12)$$

Спектр Фурье серии импульсов содержит все частоты, вплоть до максимальной частоты, определяемой выражением

$$\omega_c = 2\pi f_c \approx \frac{1}{\Delta t'} \approx \frac{c}{R}\left(\frac{E}{mc^2}\right)^3 \approx \Omega_0 \gamma^3. \quad (9.13)$$

Окончательный расчет [2] частотного спектра дает

$$P(\omega, t) = \frac{3^{3/2}\, ce^2}{4\pi R^2}\left(\frac{E}{mc^2}\right)^4 \frac{\omega}{\omega_c^2} \int_{\omega/\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(\eta)\, d\eta, \quad (9.14)$$

где $\omega_c = \frac{3}{2}\cdot\frac{c}{R}\gamma^3$, а K — функция Бесселя.

Спектр излучения, испускаемого под углом ψ к орбитальной плоскости, простирается вплоть до максимальной частоты, равной приблизительно

$$\sim \omega_c \left[1 + \left(\frac{E}{mc^2}\psi\right)^2\right]^{-3/2}. \quad (9.15)$$

Таким образом, спектр зависит от направления наблюдения и не содержит высоких частот вне орбитальной плоскости. Фурье-спектр наблюдаемого сигнала состоит из частот, кратных циклотронной Ω_0 вплоть до критической частоты ω_c, т. е. до гармоники с $n \approx \gamma^3$.

Швингер [2] нашел выражение для мощности, излучаемой в единицу телесного угла на частоте n-й гармоники под углом ψ к плоскости орбиты:

$$P_n(\psi) = \frac{\Omega_0 e^2}{R}\beta^3\frac{n^2}{2\pi}\left[\mathcal{J}_n'^2(n\beta\cos\psi) + \frac{\operatorname{tg}^2\psi}{\beta^2}\mathcal{J}_n^2(n\beta\cos\psi)\right], \qquad (9.16)$$

где $\mathcal{J}_n$ — функция Бесселя, а $\mathcal{J}_n'$ — ее производная.

Для электронов низкой энергии ($\beta \ll 1$) основная часть излучения приходится на циклотронную частоту. Это соответствует циклотронному излучению, которое является предельной формой синхротронного излучения при низких энергиях. В пределе больших n уравнение (9.16) можно аппроксимировать непрерывным спектром [3]:

$$P_f(0°) = B\gamma F\left(\frac{f}{2f_c}\right) \quad вт/(гц\cdot стер), \qquad (9.17)$$

где B — магнитное поле, $гс$, а частотная зависимость представлена ниже.

$f/2f_c$	$F\left(\frac{f}{2f_c}\right)$, $вт/(гц\cdot стер)$	$f/2f_c$	$F\left(\frac{f}{2f_c}\right)$, $вт/(гц\cdot стер)$
0,001	$4{,}6\cdot10^{-32}$	0,4	$1{,}5\cdot10^{-30}$
0,01	$2{,}3\cdot10^{-31}$	1	$1\cdot10^{-30}$
0,1	$9\cdot10^{-31}$	2	$2{,}5\cdot10^{-31}$
		4	$1\cdot10^{-32}$

Приблизительно половина этой мощности [4] приходится на угол

$$\psi_{1/2} = 1{,}59\sqrt{B/f}, \quad рад, \qquad (9.18)$$

где B — в гауссах, а f — в мегагерцах.

Дайс и Накада [4] первыми предложили регистрировать синхротронное излучение из радиационных поясов. Однако пока не был произведен высотный ядерный взрыв «Морская звезда», все попытки обнаружить его оказались безуспешными [5].

Петерсон и Хауэр [3] вычислили синхротронный шум, который должен был быть обнаружен от электронов «Морской звезды». Они нашли небесную яркость [$вт/(гц\cdot м^2\cdot стер)$]:

$$b = \iiint P(\psi, f, E, B, \alpha)\,\rho(E, \alpha, r)\,dV\,dE\,d\alpha, \qquad (9.19)$$

где $P(\psi, f, E, B, \alpha)$ — излучение одного электрона, а $\rho(E, \alpha, r)\,dVdEd\alpha$ — число электронов в объеме dV, интервале энергий от E до $E + dE$, на расстоянии r и с питч-углами в пределах от α до $\alpha + d\alpha$. Они предположили изотропное питч-угловое распределение, но считали, что вклад дают только электроны с питч-углами, большими $\psi_{1/2}$. Доля телесного угла (от 4π) внутри $\psi_{1/2}$ равна

$$F_\alpha = \frac{2\pi(2\psi_{1/2})}{4\pi} = \psi_{1/2} = 1{,}59\sqrt{B/f}. \qquad (9.20)$$

В результате

$$b \approx \iiint F_\alpha P(0°, f, E, B, 90°)\,\rho(E, r)\,dV\,dE. \qquad (9.21)$$

Значения $P(0°, f, E, B, 90°)$, используемые в этих расчетах, находятся из уравнения (9.17). Интегрирование по r дает небесную яркость в вертикальном направлении. Петерсон и Хауэр нашли мощность синхротронного излучения, считая при этом радиальное распределение электронов приблизительно таким, как на рис. 5.4. Вертикальное распределение излучаемой энергии представлено на рис. 9.2. Отсюда видно, что основная часть энергии приходится на электроны, находящиеся на оболочках, меньших $L = 1{,}6$. В действительности кривые,

приведенные на рис. 9.2, должны быть более крутыми, так как спектр с увеличением L становится более мягким, чем используемый здесь спектр деления.

Обычно яркость выражают через эффективную небесную температуру черного тела T, определяемую выражением

$$T = \frac{\lambda^2}{2k} b, \tag{9.22}$$

где k — постоянная Больцмана.

На рис. 9.3 приведено сравнение рассчитанных значений температуры неба с измерениями, выполненными спустя три недели после взрыва «Морская звезда», и средними уровнями шума. Все эти данные согласуются между собой.

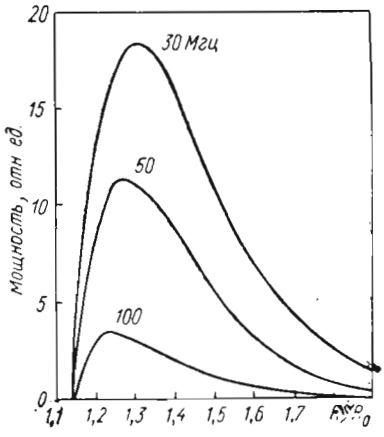


Рис. 9.2. Мощность синхротронного излучения электронов на частотах 30, 50 и 100 *Мгц* в зависимости от высоты над магнитным экватором [3].

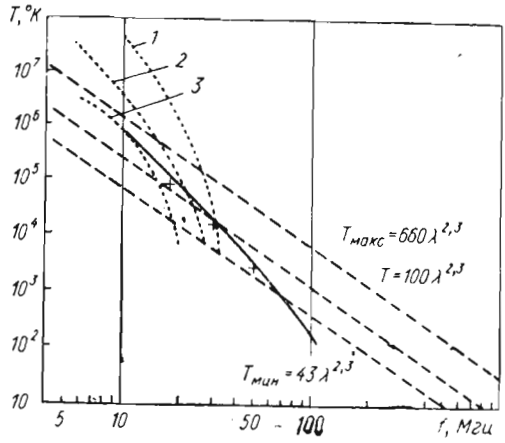


Рис. 9.3. Сравнение синхротронного шума с космическим шумом и шумом грозовых разрядов:

———— — теоретическая кривая; — — — — космический шум; · · · · — шум грозовых разрядов (*1* — уровень шума 100; *2* — 70; *3* — 30).

Синхротронное излучение имеет почти линейную поляризацию (в действительности оно поляризовано эллиптически) под прямым углом к магнитному полю B. Однако из-за фарадеевского вращения сигнал, принимаемый на Земле, может иметь другую поляризацию. Для частот, более высоких по сравнению с Ω_0 и плазменной частотой, угол фарадеевского вращения определяется выражением [3]

$$\Delta = \frac{e^2}{8\pi^2 m^2 cf^2} \int BN(s) \cos\theta ds, \quad рад, \tag{9.23}$$

где N — электронная концентрация; θ — угол между B и направлением распространения, а ds — элемент пути. Рассматривая излучение из тонкого пояса шириной Δr, охватывающего экватор, получим

$$\Delta \approx \frac{0{,}0297}{f^2} NB\,\Delta r \cos\theta. \tag{9.24}$$

Фарадеевское вращение изменяет плоскость поляризации. Однако различия во вращении внутри самой антенны приводят к интегральному эффекту, смазывающему явление. Измерения, выполненные в области магнитного экватора с помощью узконаправленных вертикальных антенн, мало чувствительны к такому размытию.

ЭКСПЕРИМЕНТ «МОРСКАЯ ЗВЕЗДА»

В радиообсерватории, расположенной в Перу (Джикамарка) и управляемой Национальным бюро стандартов совместно с Институтом геофизики Перу, были предприняты попытки обнаружить синхротронное излучение из радиационного пояса еще до высотного ядерного взрыва, произведенного 9 июля [5]. Как показали расчеты, сигнал должен быть меньше регулярного уровня фона, и поэтому зарегистрировать его довольно сложно [4]. Измерения, выполненные в Перу с помощью специальной аппаратуры, способной определять поляризацию синхротронного излучения, показали, что эффективная температура естественного радиационного пояса меньше 30° К (при эффективной температуре фона выше 3000° К).

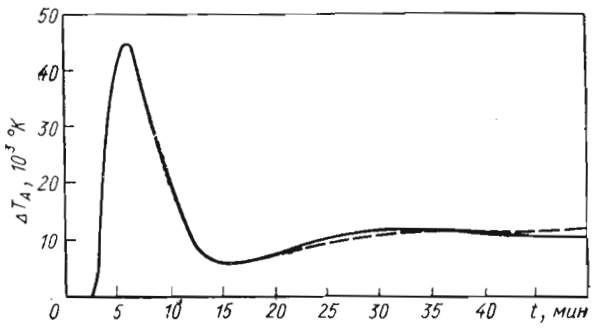


Рис. 9.4. Полное синхротронное излучение, зарегистрированное в Джикамарка (Перу) на частоте 50 *Мгц* в первые 50 *мин* после взрыва «Морская звезда» ΔT_A — прирост эффективной температуры излучателя над средним уровнем шума: ——— — результаты измерений; — — — — результаты расчета.

9 июля 1962 г. в Перу было измерено синхротронное излучение от искусственного пояса. На рис. 9.4 показан временной ход синхротронного шума на ранней стадии своего развития. Приведенная здесь же теоретическая кривая предполагает спектр деления и локализацию всех электронов на силовой линии с $L = 1{,}23$. Расчет дает при этом закон распространения электронного пояса по долготе и временную эволюцию шума, регистрируемого радиообсерваторией. Хорошее совпадение результатов, по-видимому, означает, что спектр действительно очень близок к спектру деления. Измерения показали также, что синхротронное излучение имеет почти линейную поляризацию. Прирост эффективной температуры излучателя, усредненный по долготе, в течение нескольких часов после взрыва составлял около 10 000° К на 50 *Мгц*. Затем она медленно спадала со временем в течение нескольких месяцев в соответствии со следующим законом:

$$\mathcal{J}(t) = \frac{\mathcal{J}_0}{1 + \frac{t}{60}}, \tag{9.25}$$

где t — время в сутках.

Измерения синхротронного излучения от искусственного радиационного пояса проводились и в других местах [6]. При этом излучение наблюдалось лишь вплоть до широт около 25°, что объясняется узкой направленностью синхротронного излучения строго поперек силовых линий, нормали к которым пересекают Землю в основном на экваторе.

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ЮПИТЕРА

В настоящее время имеется достаточно много данных о радиационных поясах Юпитера. Эти данные являются косвенными и получены на основании регистрации синхротронного излучения, принимаемого от Юпитера. Однако интерпретация регистрируемого излучения, по-видимому, однозначна. Юпитер является сильным радиоисточником. Наиболее интересны две области спектра [8]. В диапазоне 10 *см* наблюдается сильное излучение, которое со временем существенно не меняется. Это излучение линейно поляризовано [10] и отож-

дествляется с синхротронным излучением захваченных электронов. С Юпитера также поступают радиоволны с длиной волны около 10 *м* (декаметровое излучение) [11]. Эти волны имеют круговую поляризацию и наблюдаются в определенные периоды вращения планеты. Природа декаметрового излучения еще не совсем ясна, и поэтому мы будем рассматривать лишь дециметровую радиацию.

Первые измерения микроволнового излучения на длине волны 3 *см* дали ожидаемую для теплового излучения температуру около 130° К. Однако измерения, выполненные на волне 10 *см* [9], а затем и измерения на больших длинах волн, вплоть до 70 *см*, показали, что Юпитер обладает сильным нетепловым излуче-

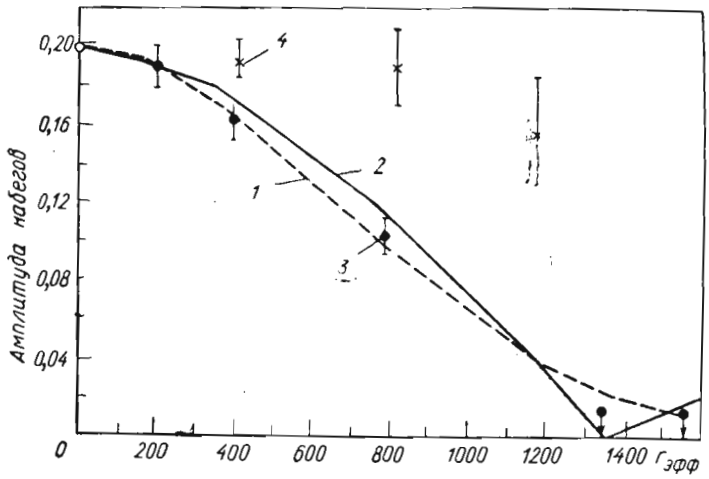


Рис. 9.5. Излучение Юпитера на длине волны 31 *см*. Для сравнения даны теоретические кривые излучения радиоисточника, пространственное распределение которого является гауссовским (в е раз излучение падает на расстоянии, равном 3,3 диаметра видимого диска планеты) и радиоисточника, имеющего двугорбное гауссовское распределение (расстояние между максимумами составляет 3,17 диаметра). Расстояние между антеннами выражено в длинах волн.

нием. Эффективная температура диска на 70 *см* составила около 50 000° К. Дрэйк и Хвотэм [12] предположили, что это излучение является синхротронным. Радхакришнан и Робертс [10], а позднее Моррис и Берг [13] в Калифорнийском Технологическом институте с помощью двух антенн в виде дисков диаметром 27 *м* с переменной базой (эффективное расстояние между антеннами $r_{эфф}$), импользуемых как интерферометр, показали, что радиоисточник имеет вдоль экватора ширину, равную трем диаметрам планеты, а в направлении север—юг около одного диаметра. На рис. 9.5 приведены результаты измерений, полученные с помощью интерферометра. Видно, что в направлении восток—запад (*3*) амплитуда набегов падает быстрее, чем в направлении север—юг (*4*). Это говорит о том, что источник вдоль экватора планеты более широкий. Из полученных данных трудно сделать вывод, является ли пространственное распределение источника просто гауссовым (*1*) или двугорбным гауссовым (*2*). Если оно имеет два горба, как в случае излучения от радиационного пояса, когда диск планеты затеняет часть источника, то максимум расположен приблизительно на $3{,}5R_{\mathcal{Y}}$. Это значение остается почти постоянным для всей области спектра — от 10 до 70 *см*. Геометрия источника, включая области, находящиеся на значительном расстоянии от диска планеты, точно указывает на то, что излучение приходит от радиационного пояса.

Под влиянием работы Филда [14], в которой была предсказана сильная поляризация в радиационном поясе, Радхакришнан и Робертс [10] измерили

поляризацию на длине волны 31 *см*. Они обнаружили, что приблизительно 0,3 полного излучения поляризовано линейно, причем вектор электрического поля параллелен экваториальной плоскости Юпитера (в пределах $\pm 12°$). Компонента, поляризованная по кругу, составляла менее 0,06 полного излучения.

Более детальные наблюдения, проведенные Моррисом и Бергом [13], дали средние значения степени линейной поляризации $0{,}33 \pm 0{,}07$ на длине волны 31 *см* и $0{,}28 \pm 0{,}06$ на длине волны 22 *см*. Излучение на $\lambda = 22$ *см*, поляризованное по кругу, составляло не более 0,05 общего излучения. Моррис и Берг обнаружили уменьшение степени поляризации при частичном пространственном разрешении источника на длине волны 31 *см*. Это подтверждают наблюдения Радхакришнана и Робертса и свидетельствуют о том, что более тонкая пространственная структура источника поляризована менее сильно.

Исследуя поляризацию источника на 22 *см* в течение семи суток, каждой ночью по 8 *ч*, Моррис и Берг [13] сделали важное открытие. Оказалось, что направление электрического вектора колеблется в пределах $\pm 10°$ с периодом вращения планеты. Так как поляризация, по-видимому, связана с магнитным полем, то они сделали вывод, что магнитная ось Юпитера наклонена под углом 10° к оси вращения. Это интересное открытие позволяет также определить период вращения самой планеты. Измерения вариации направления поляризации показывают, что радиационный пояс Юпитера несимметричен [15]. Поляризационные кривые оказываются несинусоидальными. Вряд ли можно приписывать это смещению центра диполя (как это делает Ворвик [16], пытаясь объяснить декаметровое излучение), поскольку диск планеты затеняет только около 6% радиационного пояса. Ворвик предположил, что эту асимметрию может обеспечить ветвящееся квадрупольное магнитное поле. Однако это объяснение остается не очень понятным. Робертс [17] измерил положение радиоисточника по отношению к планете. Он обнаружил, что источник радиоизлучения с точностью до 0,15 радиуса Юпитера является концентричным, так что модель разветвленного магнитного поля, предложенная Ворвиком, по-видимому, не соответствует реальности.

Оказывается, что направление вектора электрического поля, усредненное за период вращения планеты, отклоняется от нормали к оси вращения приблизительно на 3°. Возможно, это вызвано фарадеевским вращением поляризации излучения в ионосфере Земли.

Сообщалось также о нескольких временных вариациях дециметрового излучения, однако только одна из них в настоящее время твердо установлена. Дважды за период вращения наблюдается приблизительно 10%-ная вариация полной интенсивности излучения [13]. Максимум интенсивности приходится на время, когда наклон плоскости поляризации относительно экватора был наибольшим.

Вариация интенсивности определенно связана с наклоном магнитной оси и изменением излучаемой мощности с магнитной широтой. Зависимость излучения от широты определяется распределением по питч-углам [18]. Если максимум в распределении приходится на $\alpha_0 = 90°$, излучение максимально на $\Lambda = 0$. Это означает, что интенсивность сигнала, принимаемого на Земле, должна быть максимальной, когда вектор поляризации расположен под углом 10°, так как захваченные на экваторе частицы, находящиеся на всех долготах, излучают в направлении Земли. Когда вектор поляризации направлен под углом 0°, ось диполя Юпитера наклонена или к Земле или от нее и экваториальные частицы вблизи плоскости меридиана Земля—Юпитер излучают в направлении 10° выше или ниже Земли. Широта Λ на Земле относительно дипольной оси Юпитера (расположенной под углом β к оси вращения) составляет

$$\Lambda \sim \theta + \beta \cos (l - l^\circ), \tag{9.26}$$

где θ — широта на Земле относительно Юпитера; l — долгота Юпитера, а l° — долгота оси диполя Юпитера. В результате экспериментов установлено, что интенсивность излучения изменяется с широтой Λ в соответствии с законом

$\mathcal{J} \approx \cos^n \Lambda$, $4 < n < 10$. В этом законе имеется некоторое указание на существование различия в распределении электронов в северном и южном полушариях. Данная широтная вариация была использована Робертсом и Комесарофом [15] при вычислении распределения по пнтч-углам излучающих электронов. Воспользовавшись теорией Сорна [18] и полагая

$$N(\alpha) = k \sin^m \alpha, \tag{9.27}$$

получаем, что $m = 3{,}3$, т. е. объясняется 22%-ная поляризация. При этом, однако, получается лишь 2%-ное ослабление интенсивности при изменении Λ от 0 до 13°, что согласуется с результатами, полученными на 74 *см*. Интенсивность

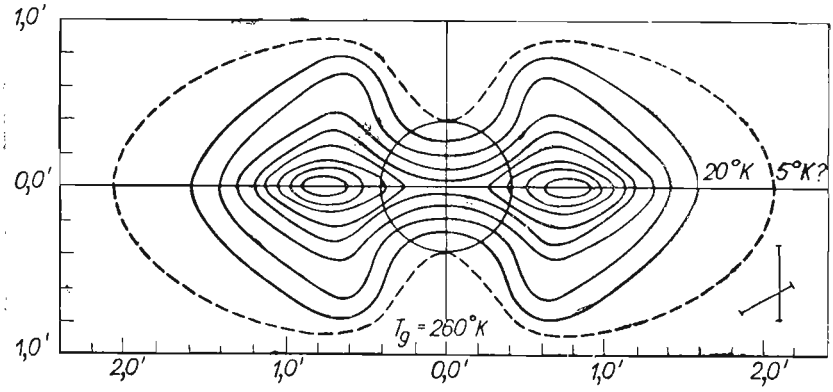


Рис. 9.6. Распределение яркости радиоизлучения Юпитера на длине волны 10,4 *см*, измеренное с помощью интерферометра, состоящего из двух антенн. Справа внизу показано достигаемое при этом разрешение. Интервал между двумя соседними контурами соответствует изменению яркости на 20° К.

же излучения на 11 *см* должна падать на 10% при $\Lambda = 13°$. Чтобы получить такое уменьшение интенсивности и сохранить правильную поляризацию, Робертс и Комесароф полагали

$$N(\alpha) = 0{,}8 \sin^2 \alpha + \sin^{18} \alpha. \tag{9.28}$$

Чанг, Дэвис [19] и Сорн [18] показали, что для тонкой электронной оболочки, имеющей энергетический спектр вида

$$N(E)\, dE = kE^{-(\delta+1)}\, dE, \tag{9.29}$$

излучаемая радиация имеет следующий частотный спектр:

$$N(f) \sim f^{-\gamma/2}. \tag{9.30}$$

Экспериментально полученный спектр оказывается очень пологим. Поэтому $\delta = 0$ и

$$N(E)\, dE = kE^{-1}\, dE, \tag{9.31}$$

по крайней мере для энергий $\sqrt{B_0} < E\,(Мэв) < 100\sqrt{B_0}$, где B_0—магнитное поле в области захваченной радиации, *гс*.

Позднее Берг [20] измерил распределение яркости радиоизлучения Юпитера на длине волны 10,4 *см*. Оно показано на рис. 9.6 и очень напоминает форму радиационного пояса. Справа внизу в виде полос показано разрешение, достигаемое двумя 27-*м* параболоидами, которые были установлены в Овенс Велли и использовались в этих измерениях. Распределение еще не анализировалось с точки зрения пространственного распределения захваченных электронов, но ясно, что такой анализ может быть легко осуществим.

Затмение Юпитера Луной 1 апреля 1962 г. наблюдалось на длине волны 74 *см* [15]. Радиосигнал исчезал на время, почти вдвое большее, чем оптиче-

ский сигнал, и положения их центров практически совпадают, что также подтверждает протяженность радиоисточника. Кривая ослабления радиосигнала говорит о том, что, по-видимому, имеется не один центральный источник, а два. Однако форма сигнала, наблюдавшегося после затмения, отличался от ожидаемой. Эмпирическая модель Робертса и Комесарофа должна для объяснения результатов наблюдения иметь два источника одинаковой интенсивности, один из которых расположен на Западе на $3{,}5R_{Ю}$, а второй на Востоке на $2{,}5R_{Ю}$.

ПРИРОДА НЕТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЮПИТЕРА

Поскольку излучение имеет сильную линейную поляризацию и наблюдается в области, в несколько раз превышающей размеры планеты, было предположено, что Юпитер окружен радиационным поясом, подобно тому как Земля окружена поясом Ван Аллена [12]. Это предполагает, в свою очередь, что магнитное поле Юпитера захватывает электроны, а излучение возникает при ускорении частиц, движущихся в этом поле по спирали.

Филд [14] рассмотрел возможиость того, что микроволновое излучение является циклотронным излучением нерелятивистских электронов. Такое излучение имеет частоту $f = 2{,}8\ B$ *Мгц*, где B — магнитное поле, *гс*. Филд предположил, что минимальное значение поля в области эмиссии должно составлять 100 *гс*, а следовательно, на поверхности поле должно быть около 1000 *гс*. Он показал, что требования, предъявляемые к источнику в этой модели, очень жесткие, поэтому солнечный ветер не может обеспечить их выполнение.

В настоящее время считают, что источником нетеплового излучения Юпитера является синхротронное излучение электронов с энергией несколько *Мэв*. Чанг и Дэвис [19] рассчитали синхротронное излучение, которое можно ожидать от электронов, движущихся по спирали в радиационном поясе Юпитера. Считая, что полное синхротронное излучение на $\lambda > 3$ *см* имеет

Таблица 9.1

Свойства синхротронного излучения электронов в однородном магнитном поле [19]

Синхротронное излучение	B, *гс*		
	0,1	1	10
Энергия E_c электронов*, *Мэв*, излучающих на следующих длинах волн, *см*:			
3	75	25	7,5
30	25	8	2,5
Время, за которое энергия изменяется от E_c ($\lambda = 30$ *см*) до $1/2\ E_c$	30	1	1/30
Ларморовский радиус электронов с энергией E_c (для $\lambda = 30$ *см*), *км*	10	1/5	10^{-2}
Число электронов в 1 *см*^{3}, если полный объем равен 10 $V_{Ю}$**	$2\cdot10^{-2}$	$2\cdot10^{-3}$	$2\cdot10^{-4}$
Плотность энергии, *эрг/см*^{3}	$8\cdot10^{-7}$	$2{,}5\cdot10^{-8}$	$8\cdot10^{-10}$
Плотность магнитной энергии, *эрг/см*^{3}	$4\cdot10^{-4}$	0,04	4

мощность, равную $2{,}8\cdot10^{16}$ *эрг/сек*, они получили следующие результаты (табл. 9.1).

Приведенные выше значения величин являются вполне разумными. Интересно, что время жизни, за которое энергия электронов падает от E_c до $1/2E_c$ при магнитном поле в 1 *гс* (по-видимому, наиболее правильное значение напряженности поля), составляет лишь один год.

* Критическая энергия $E_c(\lambda)$ электронов, излучающих на длине волны λ, — это энергия, для которой критическая частота Швингера равна c/λ и составляет 55% энергии, при которой мощность, излучаемая в единичном частотном интервале, имеет максимум при длине волны λ.

** Количество частиц, необходимое для обеспечивания наблюдаемого излучения Юпитера в дециметровом диапазоне.

Чанг и Дэвис [19] предположили, что если бы магнитное поле Юпитера было дипольным, основная часть излучавших электронов должна была бы двигаться по плоским спиралям с углом $\alpha_0 = 90°$, чтобы обеспечить наблюдаемую поляризацию излучения. На рис. 9.7 слева стрелками показано направление плоскости поляризации излучения электронов в нескольких точках. Длина стрелки указывает на интенсивность излучения. Очевидно, что электронов, для которых $\sin \alpha_0 = 0{,}15$, не должно быть слишком много, в противном случае вектор поляризации не был бы параллелен экваториальной плоскости.

Чанг и Дэвис вычислили интенсивность излучения из тонкой цилиндрической электронной оболочки с осью, совпадающей с осью диполя на различных расстояниях от планеты. При этом они использовали параметры Стокса [21]:

$$\mathcal{J}(f)\, dV\, df = \frac{CB\, dV\, df}{R^2} \int \rho(E, \alpha) F\left(\frac{f}{f_c}\right) dE \tag{9.32}$$

и

$$Q(f)\, dV\, df = -\frac{CB \cos 2\chi\, dV\, df}{R^2} \int \rho(E, \alpha) F_p\left(\frac{f}{f_c}\right) dE, \tag{9.33}$$

где $C = 3{,}73 \cdot 10^{-23}$ *эрг/(сек·гс)*; $\mathcal{J}$ — полный поток излучения, проходящий через единичную площадку, независимо от его поляризации; Q — часть потока излучения с вектором электрического поля, параллельным ветору $\hat{\mathbf{l}}$, направленному на наблюдателя, за вычетом потока с поляризацией, нормальной к вектору $\hat{\mathbf{l}}$; R — расстояние до наблюдателя; $\rho(E, \alpha) dV d\alpha dE$—число электронов в объеме dV с энергией от E до $E + dE$ и питч-углами в интервале от α до $\alpha + d\alpha$; χ — угол между вектором $\hat{\mathbf{l}}$ и проекцией B на плоскость, нормальную к линии наблюдения. Функция F записывается следующим образом [19]:

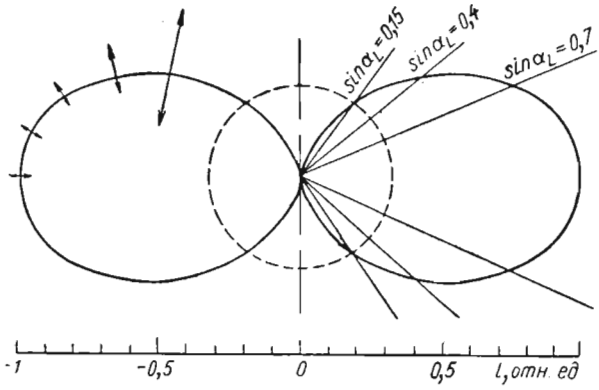


Рис. 9.7. Разрез дипольного поля планеты. Показаны ось диполя и оболочка, находящаяся на расстоянии, равном $3R_Ю$. Прямые линии указывают положения зеркальных точек (α_L—угол спирали в экваториальной плоскости) [19].

$$F\left(\frac{f}{f_c}\right) = \frac{f}{f_c} \int K_{5/3}(\eta)\, d\eta; \qquad F_p\left(\frac{f}{f_c}\right) = \frac{f}{f_c} K_{2/3}\left(\frac{f}{f_c}\right), \tag{9.34}$$

где K — функция Бесселя, а $f_c = 1{,}608 \cdot 10^{13} BE^2 \sin \alpha$. Здесь B — поле, *гс*; E — энергия, *Гэв*, а f_c — частота, *гц*. Из геометрических соображений находим питч-угол электрона:

$$\cos \alpha = \frac{\hat{\mathbf{l}} \mathbf{B}}{|B|} = \frac{3 \sin \theta \cos \theta \sin \varphi}{(1 + 3 \cos^2 \theta)^{1/2}}; \tag{9.35}$$

$$\sin \alpha = \frac{[1 + 3 \cos^2 \theta - 9 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \sin^2 \varphi]^{1/2}}{(1 + 3 \cos^2 \theta)^{1/2}}, \tag{9.36}$$

а также

$$\cos 2\chi = \frac{-9 \sin^2 \theta \cos^2 \theta (1 + \cos^2 \varphi) + (1 + 3 \cos^2 \theta)}{9 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \sin^2 \varphi - (1 + 3 \cos^2 \theta)}, \tag{9.37}$$

где θ — полярный угол радиуса-вектора частицы по отношению к оси диполя, а φ — азимутальный угол по отношению к направлению на наблюда-

теля. Учитывая уравнение (2.16) и связь между экваториальной и неэкваториальной концентрациями, вытекающую из теоремы Лиувилля (2.69), получаем

$$\frac{\rho(r, \theta, E, \alpha)}{\sin\theta} = \frac{\rho(r_0, 90°, E, \alpha_0)}{\sin\alpha_0} = \frac{(1+3\cos^2\theta)^{1/4}}{\sin^3\theta}\,\rho(r_0, 90°, E, \alpha_0). \quad (9.38)$$

Предположим, что экваториальное распределение концентрации электронов в тонком слое толщиной δR для $\sin\alpha_0 > \sin\alpha_L$ имеет следующий вид:

$$\rho(r_0, 90°, E, \alpha_0)\, R_0\, \delta R_0 = CE^{-(\delta+1)} \sin\alpha_0, \quad (9.39)$$

т. е. является изотропным для питч-углов, больших, чем угол отсечки $\alpha_L(\theta)$, где

$$\sin\alpha_0(\theta) = \frac{(1+3\cos^2\theta)^{1/4}}{\sin^3\theta}\sin\alpha_L. \quad (9.40)$$

Подставив в уравнения (9.32) и (9.33) соотношение (9.39), получим

$$\mathcal{J}(l_1 l_2) = A\int_0^{\pi/2}\int_0^{\pi/2} u\,\frac{[1+3\cos^2\theta - 9\sin^2\theta\cos^2\theta\sin^2\varphi]^{(2+\gamma)/4}}{(\sin\theta)^{3\gamma-1}}\,d\theta d\varphi; \quad (9.41)$$

$$Q(l_1 l_2) = \frac{3\gamma+6}{3\gamma+10}A\int_0^{\pi/2}\int_0^{\pi/2} u\,\frac{[1+3\cos^2\theta - 9\sin^2\theta\cos^2\theta(1+\cos^2\varphi)]\,d\theta\,d\varphi}{[1+3\cos^2\theta - 9\sin^2\theta\cos^2\theta\sin^2\varphi]^{(2-\gamma)/4}(\sin\theta)^{3\gamma-1}}, \quad (9.42)$$

где $u = 0$ вне интервала $l_1 < |r_0 \sin^3\theta\cos\varphi| < l_2$ или, что то же самое, для $\sin\alpha_0 < \sin\alpha_L$; $u = 1/2$, когда планета затеняет источник и $u = 1$ во всех остальных случаях.

Чанг и Дэвис [19] проинтегрировали уравнения (9.41) и (9.42) для десяти различных тонких цилиндрических оболочек $l/r_0 = 0{,}1;\ 0{,}2;\ 0{,}3;\ \ldots\ 1,\ 0$. На рис. 9.8 показаны результаты расчетов полной интенсивности излучения $\mathcal{J}/A$ и степени поляризации $p = Q/\mathcal{J}$. При этом предполагалось, что $r_0 = 3R_{\text{Ю}}$. Из рисунка видно, что поляризация излучения очень мала, а для $\sin\alpha_L = 0{,}4$ даже направление вектора поляризации является неправильным. Поэтому в действительности электроны должны иметь бо́льшие питч-углы. Если к этим результатам применить Фурье-преобразование, то можно сделать сравнение с интенсивностью, измеренной на интерферометре с переменной базой. Оказывается, что теория не предсказывает уменьшение p с ростом базы, которое в действительности наблюдается. Дэвис предположил, что, возможно, имеется внутренний электронный пояс, содержащий частицы с меньшими питч-углами, который мог бы быть ответствен за наблюдаемое уменьшение p. Двухкомпонентное распределение, использованное Робертсом и Комесарофом для объяснения их наблюдений, по-видимому, качественно согласуется с этим предположением.

Определенная информация о магнитом поле Юпитера может быть получена по декаметровому излучению. В настоящее время хорошо обоснованной концепции о природе декаметрового излучения не существует, однако большинство представлений связывает его с ларморовским вращением электронов в магнитном поле. В этом случае характерной частотой излучения должна быть циклотронная частота. Излучение поляризовано по кругу и имеет частоту порядка 40 *Мгц*. Если это циклотронная частота, то магнитное поле составляет $B = f/2{,}8 \sim 10$ *гс*. По-видимому, какова бы ни была природа этого излучения, оно возникает на низких широтах в ионосфере Юпитера, поэтому необходимо предположить, что у поверхности планеты напряженность поля составляет $B_0 \sim 20$ *гс*. Это означает, что на 2—$3R_{\text{Ю}}$ магнитное поле должно быть порядка 1 *гс*. Берг [20] зарегистрировал излучение с интенсивностью лишь в несколько процентов от ожидаемого. Робертс и Комесароф [15] показали, что степень

круговой поляризации C связана с магнитным полем в зоне излучения B_r. При максимальном «магнитном» наклонении Юпитера по отношению к Земле эта связь такова:

$$C \approx 3{,}5\left[\frac{B_r \sin\theta}{f}\right]^{1/2}. \qquad (9.43)$$

Считая для $\lambda = 21$ *см* $C = 0{,}1$, получаем, что поле $B = 1$ *гс*. Это соответствует поверхностному полю 10—20 *гс*. Для $B = 1$ *гс* из табл. 9.1 найдем, что величина электронного потока равна примерно 10^8 *см*$^{-3}\cdot$*сек*$^{-1}$. Природа радиационного пояса Юпитера остается еще неясной. Чанг и Дэвис [19] счи-

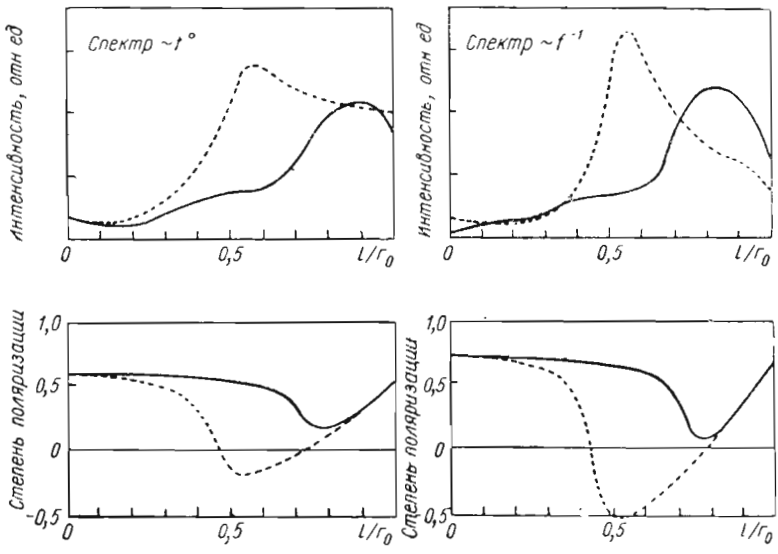


Рис. 9.8. Экваториальное распределение интенсивности и степени поляризации:
———— — $\sin\alpha_L = 0{,}7$ (плоские спирали); — — — — $\sin\alpha_L = 0{,}4$ (крутые спирали).

тают, что основным источником электронов, по-видимому, является Солнце. Филд показал, что повышенная радиация от первичных электронов космических лучей недостаточна. Электроны нейтронного альбедо не соответствуют, по-видимому, предъявляемым требованиям. В экваториальной области на расстояниях $3R_Ю$ от центра Юпитера электроны альбедо движутся по спиралям со значительным шагом. Кроме того, число первичных частиц космических лучей, попадающих на поверхность планеты в единичном широтном интервале вблизи широты, где оболочка, имеющая на экваторе радиус, равный трем радиусам планеты, пересекает планету, оказывается меньше в 200 раз, чем на Земле. При этом считается, что магнитный момент Юпитера такой, что поле на расстоянии трех радиусов равно магнитному полю у поверхности Земли. С другой стороны, имеются оценки концентрации солнечного ветра, сделанные по наблюдениям за влиянием солнечной активности на декаметровое излучение Юпитера. Согласно этим оценкам, существует достаточный запас низкоэнергичных электронов и энергии для локального ускорения. Весьма вероятно, что бетатронное ускорение, приводящее к движению частиц по плоским спиралям, может происходить в результате диффузии магнитного поля в «пузырьки» солнечной плазмы, когда они проникают в поле планеты. Они полагают, что L-диффузионная модель (см. гл. 6) не в состоянии обеспечить достаточно быстрый перенос электронов. По их оценкам, время, необходимое для переноса электронов на $3R_Ю$, составляет около миллиона лет, т. е. много больше времени жизни электрона по отношению к синхротронному излучению. Если все

обстоит именно так, то L-диффузии здесь не будет, однако скорость L-диффузии на Юпитере является почти неизвестной, и поэтому вопрос остается открытым.

Интересно отметить, что Сатурн не обладает существенным нетепловым радиоизлучением [8]. Планеты Юпитер и Сатурн похожи и по размеру, и по периоду вращения, и поэтому можно ожидать, что они имеют и одинаковый магнитный момент. Сатурн имеет меньший угловой диаметр, чем Юпитер, и поэтому излучение от него при прочих равных условиях должно быть в десять раз слабее, и наблюдать его значительно сложнее. Лишь в работе [22] имеется указание на умеренное излучение, и то на пределе возможности регистрации. Возможно, что образованию радиационного пояса препятствуют кольца Сатурна.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пановский В., Филипс М. Классическая электродинамика. Перев. с англ. М., Физматгиз, 1963.
2. Schwinger J. Phys. Rev., **75**, 1912—25 (1949).
3. Peterson A. M., Hower G. L. J. Geophys. Res., **68**, 723 (1963).
4. Dyce R. B., Nakada M. P. J. Geophys. Res., **64**, 1163 (1959).
5. Ochs G. R. et al. J. Geophys. Res., **68**, 701 (1963).
6. Dyce R. B., Horowitz S. J. Geophys. Res., **68**, 713 (1963).
7. Nakada M. P. J. Geophys. Res., **68**, 4079 (1963).
8. Roberts J. A. Planetary Space Sci., **11**, 221—259 (1963).
9. Sloanaker R. M. Astr. J. **64**, 346 (1949).
10. Radhakrishnon V., Roberts J. A. Phys. Rev. Lett., **4**, 493 (1960).
11. Burke B. F., Franklin K. L. J. Geophys. Res., **60**, 213 (1955).
12. Drake F. D., Hvotum S. Astr., J., **64**, 329 (1959).
13. Morris D., Berge G. L. Ap. J., **136**, 276 (1962).
14. Field G. B. J. Geophys. Res., **65**, 1611 (1960).
15. Roberts J. A., Komesaroff M. M. Icarus, **4**, 127 (1965).
16. Warwick J. W. Ap. J., **137**, 41—60 (1963).
17. Roberts J. A. Radio Sci., **690**, 1543 (1965).
18. Thorne K. S. Astrophys. J. Suppl., **8**, 1—30 (1963).
19. Chang D. B., Davis L. Astrophys. J., **136**, 567—581 (1962).
20. Berge G. L. Radio Sci., **69**D, 1552 (1965).
21. Chandrasekhar C. Radiative Transfer, Dover, 1960.
22. Drake F. D. Nature, **195**, 893 (1962).

ГЛАВА 10

МАЛОЭНЕРГИЧНЫЕ ЧАСТИЦЫ

ВВЕДЕНИЕ

В магнитосфере существуют захваченные частицы гораздо меньших энергий, чем те, которые рассматриваются при обсуждении радиационного пояса. Насколько малыми могут быть энергии частиц, которые все же захватываются геомагнитным полем? Для частиц очень малых энергий гравитационные силы F_G будут больше, чем магнитная сила F_m, и они будут падать на Землю. Критерием захвата частиц можно считать соотношение $F_m > F_G$.

Из уравнения (2.20) в предположении, что частица на малой высоте находится вблизи точки отражения, находим соотношение

$$F_m = \mu \frac{\partial B}{\partial l} \approx \frac{E}{B} \cdot \frac{\partial B}{\partial R} \approx \frac{3E}{R_E} > mg. \qquad (10.1)$$

Следовательно, захваченные частицы должны иметь энергии $E > \frac{mgR_E}{3} \approx 0{,}2$ *эв* для протонов и 10^{-4} *эв* для электронов. Это соотношение показывает, что частицы очень малых энергий могут быть захваченными. Но из-за столкновительных процессов они не остаются захваченными долгое время. Тем не менее большие потоки малоэнергичных частиц были зарегистрированы при помощи нескольких типов измерений, как прямых, так и косвенных.

МАГНИТНЫЕ БУРИ

На поверхности Земли довольно часто наблюдаются магнитные возмущения. Они имеют некоторые общие черты, как показано на рис. 10.1. Так может выглядеть средняя магнитная буря на экваторе по данным измерения горизонтальной составляющей магнитного поля [1]. Она включает в себя следующие этапы: *1* — внезапное начало (довольно быстрый рост магнитного поля от 10 до 30γ в течение примерно одной минуты); *2* — начальная фаза (период времени порядка нескольких часов, когда $\Delta B < 0$); *3* — главная фаза (период времени порядка суток, когда поле уменьшается до 50—100γ и обычно возмущено; в течение этого периода кривизна возрастает); *4* — фаза восстановления (период времени до нескольких суток, когда $\Delta B < 0$, и поле постепенно возвращается приблизительно к своему первоначальному значению; кривизна уменьшается). Отдельные бури могут и не иметь некоторых из этих обычных признаков.

Можно попытаться объяснить некоторые фазы средней магнитной бури на основе наших знаний о магнитосфере [2, 3]. Сначала рассмотрим начальную фазу бури. Вследствие чего может увеличиться магнитное поле на поверхности Земли? Рост давления солнечного ветра вызывает рост магнитного поля **B**. Установлена хорошая корреляция между появлениями магнитной бури и солнечными вспышками, происшедшими двумя сутками раньше. При вспышке с поверхности Солнца выбрасывается поток плазмы с большей, чем обычно, скоростью, который примерно через двое суток достигает магнитопаузы. Действительно, плазменный зонд на «Маринере-2» зарегистрировал увеличение давления солнечного ветра во время магнитной бури на поверхности Земли. При увеличении давления солнечного ветра магнитное поле на поверхности также

увеличивается, потому что магнитопауза смещается по направлению внутрь магнитосферы.

Из уравнения (7.3) имеем

$$B_t^2/8\pi = p_{\text{ветра}} = 2NMv^2,$$

и если N или v растут, то граница смещается внутрь магнитосферы.

Воспользуемся уравнением (7.12) для описания возмущенного поля.

Если магнитопауза находится на расстоянии $r_b = 10R_E$, то отклонение магнитного поля от дипольного (по горизонтальной компоненте на экваторе) составляет $\Delta B_x = 25\gamma$ в случае, когда $r_b = 8R_E$, $\Delta B_x = 48\gamma$, а если $r_b =$

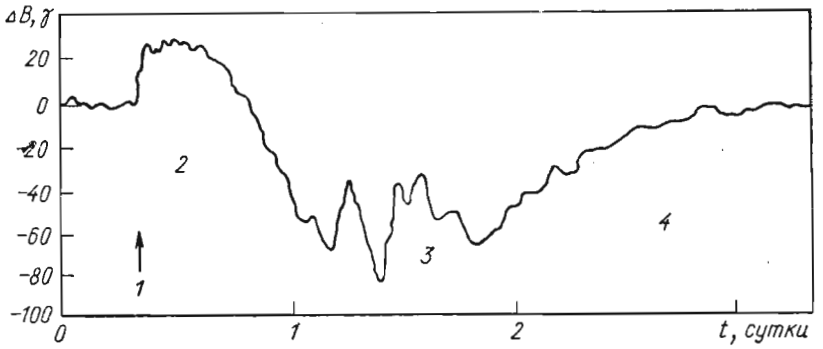


Рис. 10.1. Типичная магнитная буря по данным измерения горизонтальной составляющей магнитного поля.

$= 6R_E$, то $\Delta B_x = 115\gamma$. Таким образом, если нормальное положение магнитопаузы соответствует 10 R_E, то для получения изменения поля ΔB_x нужно, чтобы произошли следующие изменения r_b и давления солнечного ветра:

ΔB_x, γ	r_b, R_E	P/P_{10}
23	8	3,7
90	6	21
365	4	230

Последний столбец показывает, во сколько раз должно увеличиться давление солнечного ветра, чтобы получились указанные во втором столбце величины r_b. Для создания начальной фазы магнитной бури требуется достаточно большое изменение давления солнечного ветра.

Что можно сказать о внезапном начале магнитной бури? Если давление солнечного ветра изменяется резко (а это должно быть так, потому что магнитное поле межпланетного пространства создает резкий фронт сгустка плазмы, движущегося от Солнца), то можно ожидать возникновения гидромагнитной волны, распространяющейся внутрь магнитосферы к поверхности Земли со скоростью $v \sim v_A = \sqrt{B^2/4\pi\rho}$. Она достигает поверхности Земли приблизительно через одну минуту. Для распространения ее с освещенной стороны Земли на ночную требуется около 10 *сек*. Такое запаздывание внезапного начала бури на ночной стороне, равное примерно 10 *сек*, и наблюдается в действительности.

Как создается главная фаза магнитной бури? Как предполагал Пиддингтон [4], она обусловлена вытягиванием силовых линий геомагнитного поля на ночной стороне Земли солнечным ветром, но количественных оценок этого эффекта не существует. Единственное хорошее объяснение главной фазы связано с захваченными в геомагнитное поле частицами. Эти частицы ведут себя

как диамагнетик и стремятся уменьшить поле. В связи с этим в 1932 г. Чепмен и Ферраро [5] высказали идею о кольцевом токе. Сингер [6] в 1957 г. сделал предположение о том, что кольцевой ток может быть результатом долготного дрейфа частиц, захваченных в земное магнитное поле. Кольцевой ток I, текущий по экватору на расстоянии r от поверхности Земли, создает на Земле поле

$$B = I/2r. \tag{10.2}$$

Захваченные частицы не движутся непосредственно по экватору, но их дрейф создает экваториальный ток. Имеется еще локальный эффект, связанный с захваченными частицами, который возмущает поле. Колебания их по силовой линии между зеркальными точками не создают тока. Именно долготный дрейф частиц создает ток вследствие того, что электроны и протоны движутся в противоположных направлениях. Этот ток производит наиболее значительное воздействие на магнитное поле. По закону Био—Савара имеем:

$$\Delta B = \frac{Ne}{c} \cdot \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{r}}{r^3} = \frac{Ne\, v_D}{cr^2}, \tag{10.3}$$

где

$$v_D = (\Omega_c R_l)^{-1} \left(v_\parallel{}^2 + \frac{1}{2} v_\perp^2 \right). \tag{10.4}$$

Рассмотрим особый случай, когда N частиц имеют $\alpha_0 = 90°$, и, следовательно, $v_\parallel = 0$. Тогда, применяя соотношения

$$\left.\begin{aligned} B &= B_E \left(\frac{R_E}{R} \right)^3, \quad R_l = \frac{R}{3}, \\ \Omega_c &= \frac{Be}{mc}, \; E_\perp = \frac{Nmv_\perp^2}{2}, \end{aligned}\right\} \tag{10.5}$$

оценивая полную энергию E_m внешнего магнитного поля Земли

$$E_m = \int \frac{B^2}{8\pi}\, dV = \frac{R_E{}^3 B_E^2}{3} \approx 10^{25} \text{ эрг}, \tag{10.5а}$$

вне Земли получаем

$$\Delta B_D / B_E = -E_\perp / E_m, \tag{10.6}$$

подставив соотношения (10.5) и (10.5а) в уравнение (10.3). Этот результат учитывает только дрейф частиц. Но мы должны также учесть вращение частиц вокруг силовых линий. При N экваториальных частицах вращение создает на Земле поле

$$\Delta B_G = N_\mu / R^3 = +E_\perp / BR^3. \tag{10.6а}$$

Используя уравнения (10.5) и (10.5а), имеем

$$\Delta B_G / B_E = E_\perp / 3E_m, \tag{10.6б}$$

что дает для полного поля, обусловленного и дрейфом частиц, и вращением их вокруг силовых линий, следующее выражение:

$$\Delta B / B_E = -2E_\perp / 3E_m. \tag{10.6в}$$

Десслер и Паркер [2,3] показали, что для изотропного распределения по питч-углам

$$\Delta B / B_E = -2E / 3E_m, \tag{10.6г}$$

а Шопке [7] установил, что этот результат справедлив для любого распределения захваченных частиц по питч-углам. Выражение (10.6г) применимо только для области вблизи поверхности Земли. Для определения значения магнитного поля в любой точке можно получить более общее выражение, и решение должно быть самосогласованным, так как поле, обусловленное частицами, изменяет значение полного поля B, что, в свою очередь, оказывает влияние на движение частиц.

Но для большинства случаев $\Delta B/B \ll 1$, и самосогласованное решение не обязательно.

Изучение магнитного поля на поверхности Земли показывает, что лишь очень малая его часть обусловлена внешними источниками. По оценке Десслера и Вестина [8], для магнитно-спокойных периодов времени она составляет не более 1%. Подставив $\Delta B = 300\gamma$ в уравнение (10.6), получаем верхний пределполной энергии захваченных частиц $E < 6 \cdot 10^{22}$ *эрг*.

Развитие главной фазы сильной магнитной бури обычно сопровождается ростом K_p-индекса и появлением полярных сияний. В радиационных поясах в этот период также наблюдается значительное изменение потоков частиц. В понижении поля во время главной фазы часто наблюдается долготная асим-

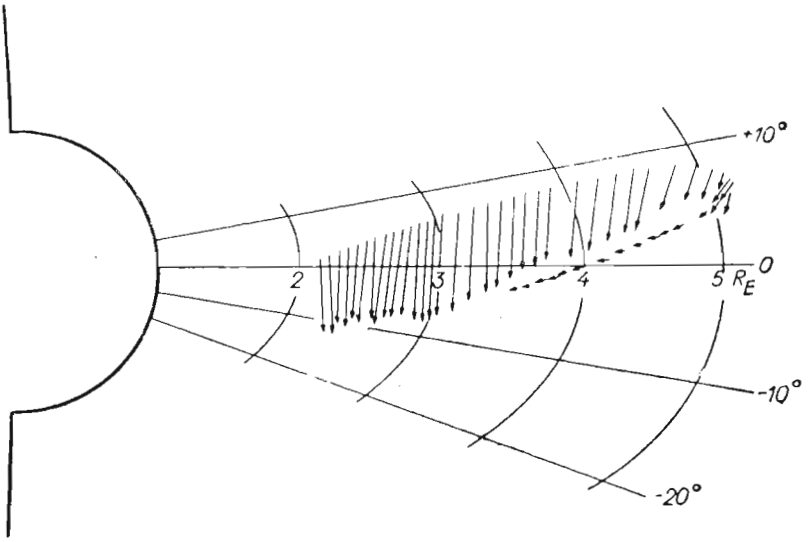


Рис. 10.2. Данные магнитометра, установленного на спутнике, представляющие проекцию $\Delta B = B_{\text{измер}} - B_{\text{вычисл}}$ на плоскость местного магнитного меридиана. Главная фаза магнитной бури началась на нисходящей части 373-го витка, ΔB во время главной фазы составляло около 300γ [11].

метрия. Нередко поле более понижено на неосвещенной полусфере, чем на солнечной стороне. Фаза восстановления магнитной бури, по-видимому, соответствует постепенному исчезновению частиц или передаче их энергии частицам атмосферы. Для того чтобы экспериментально доказать существование кольцевого тока, потребовалось довольно много времени. Наблюдения на «Эксплорере-12» [9] в 1961 г. в средних широтах во время магнитной бури показали, что кольцевой поток должен находиться ниже $4R_E$. Недавние измерения на советском спутнике «Электрон-2» в высоких широтах показали значительное понижение величины поля на расстояниях, меньших $6R_E$ [10]. Попытки обнаружить частицы, создающие кольцевой ток, в основном были безуспешны. Плотность энергии частиц, захваченных в пояса, как показывали наблюдения, не соответствовала магнитным эффектам на поверхности Земли. Однако данные Франка [10a] по измерению малоэнергичных протонов, полученные на спутнике ОГО-3, подтвердили все предположения о кольцевом токе.

Кахилл [11], используя данные магнитометра, установленного на спутнике «Эксплорер-26», проследил временно́е развитие сильной магнитной бури 18 апреля 1965 г. Как показано на рис. 10.2, при $L \sim 3$ на 373-ем витке этого спутника было обнаружено понижение поля величиной 210γ, соответствовавшее главной фазе магнитной бури. По-видимому, спутник проходил через сердцевину значительно расширенной части магнитосферы. В этот период, как сви-

детельствуют магнитограммы наземных станций и данные спутника, не существовало симметричного кольцевого тока. Главная фаза этой бури была создана массой заряженных частиц, вторгшихся в вечерний сектор магнитосферы или ускоренных в нем. Масса частиц вблизи экватора должна была проникнуть по крайней мере до $L = 5$, но, по наблюдениям, наибольшая плотность энергии во время этой фазы бури, по-видимому, была вблизи $3R_E$. Наличие симметрии главной фазы бури, установленное по наземным наблюдениям, показало, что частицы после своего вторжения между 18.00 и 24.00 *ч* местного времени дрейфовали в западном направлении. Следовательно, за главную фазу бури в основном были ответственны малоэнергичные протоны. Средние энергии протонов оценивались по скорости дрейфа. Частицам потребовалось около 4 *ч*, чтобы продвинуться на 180° к западу. Это соответствует энергиям протонов от 15 до 20 *кэв*. При наличии электрического поля времена их дрейфа могли бы быть существенно другими.

Наземные наблюдения показали, что огромная масса частиц зарегистрированных в области между $2R_E$ и $5R_E$ на 373-ем витке спутника «Эксплорер-26», не совершила полного дрейфа вокруг Земли. Оказалось, что частицы быстро исчезали. Плотность энергии искажения поля при $L = 3$ на 373-ем витке была примерно $1{,}4 \cdot 10^{-6}$ *эрг/см*^{3}, а уже на следующем витке она упала почти в два раза. Если считать, что кольцевой ток равномерно простирается по долготе более чем на 90°, по широте до $\pm 15°$ и имеет толщину на экваторе около одного радиуса Земли, то через один оборот спутника энергия частиц уменьшилась на величину около 10^{21} *эрг*.

Наблюдения показывают, что асимметрия главной фазы вызывается значительным расширением вечернего и послеполуденного секторов магнитосферы в области $2{,}5 < L < 4$. Постоянная времени потери энергии порядка одного часа, по-видимому, не согласуется с ожидаемой, исходя из перезарядки.

Может быть, в этом случае необходимо ввести в рассмотрение электрические поля. Приблизительно через 12 *ч* после главной фазы бури данные наблюдений на спутнике начали указывать на осесимметричное вздутие магнитосферы. Оно затухло через несколько дней.

Частицы, создающие магнитную бурю. Примером косвенного указания на существование захваченных частиц является обнаружение частиц, ответственных за главную фазу магнитной бури. Теперь эти частицы можно непосредственно зарегистрировать [12, 13]. Их присутствие предполагалось, так как, по-видимому, не существует никакого другого объяснения понижения поля во время главной фазы, кроме диамагнитного эффекта захваченных частиц. Известны некоторые характерные особенности этих частиц. Оказывается, что в основном они локализуются в области $3 < L < 5$. Это известно из данных о широтной зависимости магнитных возмущений. Энергия магнитного поля во время довольно сильной бури с $\Delta B = -200\gamma$ недостаточна для того, чтобы удерживать частицы за пределами $L = 5$. Энергия частиц, требуемая для такой бури, составляет около $5 \cdot 10^{22}$ *эрг*. Полная энергия поля за пределами пяти земных радиусов равна приблизительно этой величине. Чтобы иметь $\beta < 1$, т. е. чтобы частицы оставались захваченными, они должны в основном находиться в области до $5R_E$. Тот факт, что частицы регистрируются при $L \approx 4$ через несколько часов после бури, решительно говорит в пользу того, что, вероятнее всего, ускоряются частицы, существующие в поле, а не инжектируемые вновь.

Другой характерной особенностью частиц, создающих бурю, является их время жизни. Главная фаза длится около суток. Если эти частицы — протоны с энергией порядка 10 *кэв* при $L \approx 4$, они должны исчезнуть вследствие процессов перезарядки через несколько дней. Если эти частицы — электроны с энергией порядка нескольких килоэлектронвольт, довольно трудно избавиться от них так быстро, как требуется.

Гоффман и Брэкен [14] подсчитали величину ΔB по данным Дэвиса и Гоффмана о протонах внешнего пояса с энергиями $0{,}1 < E_p < 5$ *Мэв* и нашли, что при этом на поверхности Земли создается ΔB порядка 10γ. Следовательно,

эти протоны не вызывают значительного возмущения в земном магнитном поле.

Одним из наиболее интересных открытий во внутреннем радиационном поясе является обнаружение большого потока малоэнергичных протонов на высоте около 1000 *км*. Фримэн [12] при помощи детектора CdS, установленного на спутнике «Инджун», на высоте 1000 *км* измерил огромный поток энергии ионов порядка 50 *эрг/(см²·сек·стер)* в интервале 0,5 *кэв* $< E <$ 1 *Мэв*. Вероятнее всего, это были протоны. Если их средняя энергия была порядка 100 *кэв*, то поток протонов составлял

$$J_p = \frac{50\ эрг/(см^2 \cdot сек \cdot стер) \cdot 1\ стер}{(0{,}1\ Мэв/протон) \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-6}\ эрг/Мэв} = 3 \cdot 10^8\ протон/(см^2 \cdot сек).$$

Это очень большой поток, и он может играть значительную роль в создании магнитных бурь. Пространственное распределение этих малоэнергичных протонов, обнаруженных Фриманом, весьма похоже на распределение высокоэнергичных протонов внутреннего пояса.

Это сильное сходство можно объяснить двумя классами частиц, приходящих от общего источника, или высокоэнергичными протонами, создающими малоэнергичные протоны.

По крайней мере часть высокоэнергичных протонов образуется при нейтронном распаде. При этом образуются также и медленные протоны. Оценим возможность образования наблюдаемых потоков медленных протонов при нейтронном распаде. Большинство нейтронов имеют энергии от 100 *кэв* до 10 *Мэв*. Допустим, что в половине случаев при нейтронном распаде на высоте 1000 *км* образуются протоны с энергией около 1 *Мэв*. Из рис. 3.4 можно видеть, что для этих случаев при нейтронном распаде получается примерно $2 \cdot 10^{-12}$ *протон/(см³·сек)* в интервале 1 *Мэв*. Если эти протоны исчезают при замедлении, они должны пронизать $3 \cdot 10^{-3}$ *г/см²*. В атмосфере кислорода с $n = 2{,}5 \cdot 10^5$ *атом/см³*, или $\rho = 6 \cdot 10^{-18}$ *г/см³* при средней скорости около $5 \cdot 10^8$ *см/сек* во время процесса замедления, протону с энергией $E = 1$ *Мэв* нужно для замедления время $T = 10^6$ *сек*, определяемое из соотношения $6 \cdot 10^{-18}$ *г/см³* $\cdot (5 \cdot 10^8$ *см/сек*$)$ $T = 3 \cdot 10^{-3}$ *г/см²*. Отсюда получаем равновесный поток протонов $J = (2 \cdot 10^{-12})\ (5 \cdot 10^8)(10^6) = 10^3$ *протон/(см²·сек)*. Эта величина много меньше, чем наблюдаемые потоки протонов, примерно равные 10^8, следовательно, процесс нейтронного распада не сможет создать малоэнергичные протоны.

Рассмотрим возможность образования малоэнергичных протонов при помощи высокоэнергичных. Это может происходить при кулоновских столкновениях с тепловыми протонами. Оценим поток, полученный таким способом. Сечение кулоновского столкновения

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = \frac{e^4\, 2\pi \sin\theta \cos\theta}{E^2} \cdot \left(\frac{1}{\sin^4\theta}\right), \tag{10.7}$$

где E — энергия падающей частицы; θ — угол рассеяния. Интервал значений θ, где сталкивающиеся протоны будут иметь энергии, лежащие в пределах 0,5 *кэв* — 1 *Мэв*, определяется соотношением $E_s = E \sin^2\theta$. Интегрируя по θ и вводя численный коэффициент, получаем

$$\sigma = \frac{0{,}5 \cdot 10^{24}}{(E/mc^2)^2} \int \frac{d \sin\theta}{\sin^3\theta} = \frac{0{,}25 \cdot 10^{24}}{(E/mc^2)^2} \left[\frac{1}{\sin^2\theta}\right]_{\theta_{мин}}^{\theta_{макс}}. \tag{10.8}$$

В случае падающих протонов с энергией 50 *Мэв* для того чтобы получить интервал энергией E_s, подставляем $\sin^2\theta_{макс} = 1/50$ и $\sin^2\theta_{мин} = 0{,}0005/50$ в соотношение (10.8). Это дает полное поперечное сечение $\sigma = 2 \cdot 10^{-24}$ *см*$^{-2}$. Используя значение потока высокоэнергичных протонов, равное 10^4 *про-*

тон/(*см*^{2}·*сек*), и концентрации тепловых протонов, равные 10^4 *атом*/*см*^{3}, получаем скорость образования медленных протонов

$$S_p = [10^4 \text{ протон}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек})]\,(10^4 \text{ H атом}/\text{см}^3)\,(2 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2) =$$
$$= 2 \cdot 10^{-16} \text{ протон}/(\text{см}^3 \cdot \text{сек}) \text{ в интервале } 0{,}5 \text{ кэв} < E < 1 \text{ Мэв}.$$

Таким образом, мощность этого источника значительно меньше, чем мощность источника нейтронного распада, и времена жизни протонов в этом случае также меньше, так как образующиеся протоны имеют более низкие средние энергии. Следовательно, этот источник создает еще меньшую часть наблюдаемых протонов и поэтому несуществен.

Можно поставить вопрос по-другому: обладают ли высокоэнергичные частицы достаточной энергией, чтобы создать малоэнергичные протоны в каких-либо процессах? Если время жизни протонов равно 10^6 *сек*, а скорость, $5 \cdot 10^8$ *см*/*сек*, то получаем требуемую энергию источника малоэнергичных протонов: $(50 \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек})) \cdot \frac{1}{5 \cdot 10^8 \text{ см/сек}} \cdot \left(\frac{1}{10^6 \text{ сек}}\right) = 10^{-13}$ *эрг*/(*см*^{3} · *сек*). Скорость потери энергии E_L высокоэнергичных протонов внутреннего пояса:

$$E_L = (50 \text{ Мэв/протон})\,(1{,}6 \cdot 10^{-6} \text{ эрг/Мэв})\,(10^4 \text{ протон}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}) \times$$
$$\times \left(\frac{1}{10^{10} \text{ см/сек}} \cdot \frac{1}{10^8 \text{ сек}}\right),$$
$$E_L = 8 \cdot 10^{-19} \text{ эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{сек}).$$

Мы предполагали, что среднее время жизни медленных протонов внутреннего пояса около 10^8 *сек*. Следовательно, с точки зрения энергетики высокоэнергичные протоны не могут создавать малоэнергичные протоны в каких бы то ни было процессах.

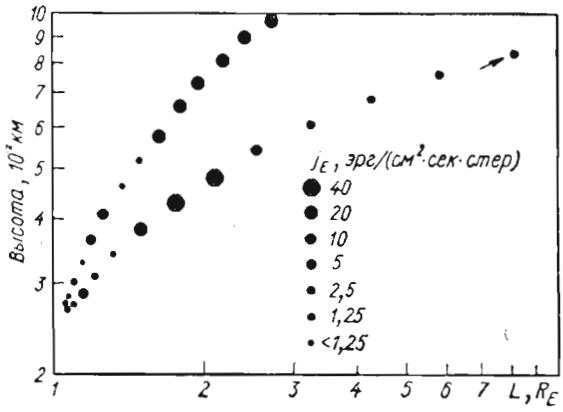


Рис. 10.3. Потоки энергии протонов, измеренные на 48-м витке спутника Р-11.

Недавние измерения малоэнергичных протонов на спутнике Р-11 [13] имели отношение к вопросу о кольцевом токе. На этом спутнике с полярной орбитой в августе 1964 г. проводились измерения при помощи ловушки заряженных частиц. Она регистрировала электроны и протоны в четырех энергетических интервалах от 1 до 10 *кэв*. Как видно из рис. 10.3, регистрировались большие потоки энергии протонов. Для протонов с $E = 4$ *кэв* ток насыщения ловушки достигался при значении потока $J > 6 \cdot 10^6$ *см*^{2}·*сек*$^{-1}$·*стер*$^{-1}$ и потоке энергии 40 *эрг*/(*см*^{2}·*сек*·*стер*). Эти большие потоки протонов наблюдались 19 августа 1964 г. на значительной части многих витков спутника. Они регистрировались вблизи апогея (3760 *км*), у экватора, а также вблизи перигея с координатами 9,9° N, 349,9° E.

Потоки, вызывавшие насыщение тока ловушки, часто наблюдались при $L < 1{,}7$. Несомненно, атмосфера протонов ограничивала потоки на малых высотах. Изменение потока протонов с энергией 4 *кэв* с высотой сравнивается с изменением величины $1/\rho$ (ρ — плотность атмосферы) в модели Харриса и Пристера для $S = 70$ (рис. 10.4) [13]. Значение потока падало, как и ожидалось из предположения, что частицы начинали взаимодействовать с атмосферой.

Эти потоки протонов наблюдались на некоторых долготах с одной и той же высотно-долготной вариацией. Над территорией Тихого океана они наблюдались ниже внешнего пояса заряженных частиц. Очевидно, эти частицы не дрейфуют по долготе на очень большие расстояния. Они могут быть теми же самыми протонами, которые наблюдал Фриман на спутнике «Инджун». Средний поток энергии протонов с энергией 4 *кэв* на высоте 400 *км* для десяти отдельных пролетов спутника P-11 составлял 10 *эрг/(см²·сек·стер)*. Никакой корреляции величины потока протонов с магнитными или географическими координатами, а также с магнитной активностью не было обнаружено.

Потоки электронов $J > 8 \cdot 10^7$ *электрон/(см²·сек·стер)* наблюдались примерно на протяжении 5% времени наблюдения. В октябре 1964 г. это время возросло до 30%. В это время апогей спутника находился вблизи Северного полюса. В области $1{,}5 < L < 6$ электронные потоки имели одинаковое распределение как в дневное, так и в ночное время, а при $L > 6$ почти все потоки электронов наблюдались на ночной стороне. При $L \sim 2{,}5$ наблюдался поток протонов с $E = 4$ *кэв*, равный 10^{11} *протон/(см²·сек)*. Это соответствует концентрации около 10^3 *протон/см³*. Если считать, что этот поток заключен в кольцевой области вокруг Земли, ограниченной $L = 2$ и $L = 3{,}5$, что примерно соответствует району, где регистрируются такие потоки, можно получить полную энергию частиц: $E_p = 1000 \cdot 1{,}5 \cdot 10^{28}$ *см³* $\times$ $\times 4000 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-12}$ *эрг/протон* $= 10^{23}$ *эрг*. Согласно уравнению (10.6) эти частицы создают у поверхности Земли магнитное поле $\Delta B/B = 10^{23}/10^{25} = \Delta B/31\,000$, $\Delta B = 300\gamma$. Следовательно, частицы этого класса несомненно могут создавать главную фазу магнитной бури.

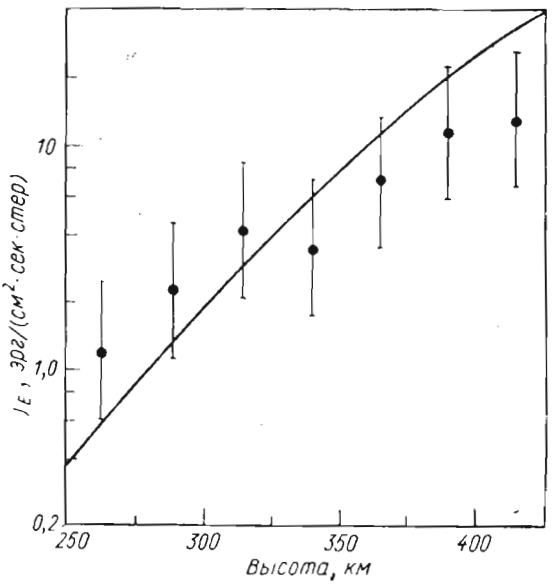


Рис. 10.4. Средний поток энергии протонов с $E \sim 4$ *кэв*, полученный по данным 10 пролетов спутника P-11. Для сравнения приведен ход величины обратной плотности атмосферы.

Франк [10a], по-видимому, точно установил, какие частицы участвуют в создании возмущающего кольцевого тока. При помощи электростатического анализатора, установленного на спутнике ОГО-3, он измерил отдельно спектры протонов и электронов в энергетическом интервале от 200 *эв* до 50 *кэв*. Во время двух геомагнитных бурь в июне и июле 1966 г. он обнаружил в области $3 < L < 8$ большие потоки протонов. Энергии этих протонов лежали в интервале $3 < E < 50$ *кэв*, причем бóльшие энергии наблюдались при меньших значениях L. Максимальный поток энергии был обнаружен в области $3 < L < 4$. Значения ΔB, измеренные и вычисленные из уравнения (10.6), приведены ниже:

Дата измерения	Частицы*	Полная энергия, 10^{22} *эрг*	$\Delta B_{выч}$, γ	$\Delta B_{изм}$, γ
25 VI	Протоны	1,4	—36	—30 ± 10
9 VII	»	2,1	—55	—50 ± 10
9 VII	Электроны	0,5	—14	—

* Регистрировались частицы с энергиями от 200 *эв* до 50 *кэв*.

Из приведенных результатов видно, что величина потоков частиц достаточна для создания главной фазы бури, и в то время как протоны оказывают преобладающее воздействие, электроны могут внести вклад, равный примерно 25%. По мере того как буря переходила в фазу восстановления, величина потока частиц падала; это происходило вследствие потерь заряженных частиц из-за перезарядки. По-видимому, малоэнергичные протоны должны быстро исчезать вследствие зарядообменной реакции с нейтральным водородом верхней атмосферы. Лимон [15] определил, что при наличии перезарядки время жизни этих протонов на высотах около 10 000 *км* равно примерно $2 \cdot 10^4$ *сек*, что отвечает концентрации частиц, создаваемой источником, $S = (4 \cdot 10^3)/(2 \cdot 10^4) = 0{,}2$ *протон*/(*см*$^3 \cdot$ *сек*). Мощность этого источника значительно больше, чем создаваемая при нейтронном распаде или каких-либо других явлениях. Полная мощность источника $S = sV = 3 \cdot 10^{27}$ *протон/сек*. Полный поток протонов, падающий на лобовую поверхность магнитосферы в магнитно-возмущенный период, может составлять $10^9\pi\ (15R_E)^2 = 3 \cdot 10^{29}$ *протон/сек*; таким образом, требуется 1% протонов, падающих на магнитосферу (или какой-либо другой сильный источник), чтобы получить наблюдаемый поток захваченных малоэнергичных протонов.

Можно получить сведения об источнике частиц, рассматривая долготные изменения наблюдаемого потока протонов. Период долготного дрейфа протонов с энергией 5 *кэв* при $R = 3R_E$ должен составлять $\tau_D \sim 2 \cdot 10^5$ *сек* (или около 2 суток), но из-за процессов перезарядки время жизни протонов составляет всего лишь 5 *ч*. Если бы протоны вторгались только на одной долготе, они наблюдались бы только в узкой полосе вблизи места расположения источника.

Прэг и др. [16] рассмотрели воздействие наблюдаемых протонов с энергией 4 *кэв* на атмосферу Земли в средних широтах. Времена их жизни в значительной степени изменяются в результате их взаимодействия с нейтральным водородом атмосферы. Расчет методом Монте-Карло в предположении, что концентрация частиц постоянна по всей длине силовой линии и равна концентрации в зеркальной точке, показал, что две трети падающих на атмосферу протонов исчезает в результате перезарядки и ни один протон не проходит в атмосферу глубже чем на 135 *км*. Самое большое энерговыделение происходит вблизи 200 *км*. При величине потока $5 \cdot 10^7$ *протон*/(*см*$^2 \cdot$ *сек*) на нагрев нейтральных атомов расходуется 0,1 *эрг*/*см*^{2} (на нагрев электронов меньше). Прэг и др. вычислили, что на широте $\Lambda = 45°$ эти протоны с энергией 4 *кэв*, взаимодействующие с атмосферой, должны вызывать эмиссии с интенсивностью 1 *релей* в линии 3914Å, 5,3 *релея* в линии 6300 Å и 2 *релея* в линии 5577 Å. Все эти интенсивности меньше, чем наблюдаемое свеченне ночного неба (в оценках не рассматривается эффект вторичных электронов). Протоны с энергией 4 *кэв* могут также создавать ночную ионосферу ниже 200 *км*. Прэг и др. установили, что все данные, свидетельствующие об атмосферных взаимодействиях, согласуются с существованием потока около $5 \cdot 10^7$ *протон*/(*см*$^2 \cdot$ *сек*) в средних широтах.

Используя данные детекторов CdS, установленных на спутнике «Эксплорер-12», Франк [17] показал, что главная фаза магнитных бурь в октябре и ноябре 1961 г. была связана скорее с кольцевым током захваченных электронов, чем захваченных протонов. В области $2{,}8 < L < 4$ эти детекторы зарегистрировали значительный рост электронов в интервале энергий $100\ эв < E_e < 40\ кэв$. В максимуме бури 1 октября поток энергии малоэнергичных электронов достигал величины около 1000 *эрг*/(*см*$^2 \cdot$ *сек*). В то же самое время поток электронов в интервале энергий 40—100 *кэв* также возрос, а поток энергии протонов с $E > 1{,}6$ *Мэв* упал примерно в 100 раз. Если наблюдаемые электроны имеют средние энергии E, то уменьшение поля ΔB на земной поверхности во время главной фазы бури можно оценить следующим образом: при энергии E, равной 100, 500 и 2000 *эв*, ΔB равно 120, 60 и 30γ соответственно.

В период бурь в октябре и ноябре 1961 г. величина ΔB во время главной фазы составляла несколько сотен гамм. По данным детекторов CdS на спутнике «Эксплорер-12» Франк установил, что значительный вклад в изменение гео-

магнитного поля вносят протоны. Однако этот эксперимент также показал, что в создании кольцевого тока могут участвовать и электроны, и они даже могут играть решающую роль.

Нейтральный водород как источник главной фазы. Для того чтобы объяснить главную фазу магнитных бурь, Акасофу [18] предположил, что солнечный ветер может быть неполностью ионизированным, особенно во время солнечных вспышек. Атомы нейтрального водорода могут свободно проходить в магнитосферу и, перезаряжаясь на тепловых протонах, создавать кольцевой ток. Для того чтобы получить уменьшение поля $\Delta H = 40\gamma$ во время главной фазы, как вычислил Акасофу [18], требуется поток нейтральных атомов водорода порядка 10^9 *атом*/(*см*^{2}·*сек*) с энергией около 4 *кэв*. Это означает, что солнечный ветер должен быть ионизированным примерно на 50%.

Эта идея казалась очень привлекательной, потому что позволяла считать, что в магнитосферу проникает большое количество малоэнергичных частиц, которые могут создать главную фазу магнитной бури. В дальнейшем было показано, что эта идея неверна.

Для того чтобы установить, какова степень ионизации солнечного ветра, Клутье [19] рассмотрел процессы ионизации при столкновении с электронами и процессы рекомбинации. Он нашел, что в солнечном ветре доля нейтрального водорода не составляет даже 1%.

Брандт и Хантен [20] также теоретически проверяли предположение Акасофу о том, что нейтральный водород может создать главную фазу магнитной бури. Они установили, что для этого требуется 10^{40} атомов нейтрального водорода. Источником такого притока нейтрального водорода должна быть вспышка, занимающая на Солнце площадь 10^{19} *см*^{2}, и из Солнца должно быть выброшено все вещество хромосферы на высотах более 1000 *км*. Брандт и Хантен показали, что такое событие должно производить видимые эффекты. В дальнейшем они установили, что выброшенное из Солнца нейтральное облако ионизируется солнечной радиацией и электронами солнечной короны, так что у поверхности Земли доля нейтральных частиц в солнечном ветре составляет меньше 0,1%. Брандт и Хантен считают, что Акасофу переоценил долю атомов нейтрального водорода, переходящих в захваченные протоны, в 100 раз, а величина потока около 10^9 *атом*/(*см*^{2}·*сек*), приводимая Акасофу, по их расчетам, может создать величину главной фазы бури $\Delta B \sim 1\gamma$.

Брандт и Хантен [20] указали на то, что при наличии такого большого потока нейтрального водорода, как у Акасофу, должно наблюдаться в сумерки сильное оптическое излучение. Они вычислили, что на всех широтах должно быть излучение H_α с интенсивностью 7 *крелей*. В действительности же в зоне полярных сияний очень редко интенсивность H_α достигает даже 2 *крелей*, а на низких широтах она еще меньше. К тому же Хантен установил, что если принять предположение Акасофу, то эмиссия нейтрального водорода 3914 Å должна иметь интенсивность около 100 *крелей*. В действительности же она близка к 0,1 *крелея* и весьма слабо связана или вообще не связана с магнитной активностью. Все эти факты являются доводами против гипотезы о нейтральном водороде.

Предположим, что в солнечном ветре, подходящем к магнитосфере, содержится значительное количество нейтрального водорода, который посредством перезарядки превращается в протоны, захватываемые затем магнитным полем Земли и создающие главную фазу магнитной бури. Если бы это было так, то можно было бы отметить, два противоречия в развитии магнитной бури. Во-первых, внезапное начало бури наблюдается тогда, когда ионизированный солнечный ветер налетает на границу магнитосферы. Нейтральный водород приходит одновременно с ионизированным, следовательно, главная фаза должна начинаться одновременно с внезапным началом, однако этого не происходит. Начальная фаза бури обычно длится несколько часов, а затем наступает главная фаза. Во-вторых, в этой модели главная фаза должна быть асимметричной. На дневной стороне Земли ΔB должно быть больше, чем на ночной. На самом деле

главная фаза часто асимметрична, но иным образом. Значения ΔB, наблюдаемые на ночной стороне, часто больше, чем на дневной, в противоположность тому, что можно ожидать, принимая гипотезу о нейтральном водороде.

Если учесть все эти аргументы, то приходится сделать вывод, что нейтральный водород не может играть значительной роли в образовании главной фазы магнитных бурь.

ИЗМЕРЕНИЯ ПРИ ПОМОЩИ ИОННЫХ ЛОВУШЕК

Для регистрации малоэнергичных, захваченных в магнитосферу частиц применялось несколько типов многосеточных ловушек. На космических ракетах «Луна-1», «Луна-2» и «Луна-3» для определения интегрального потока электронов во внешнем поясе Грингаузом [21,22] были использованы ионные ловушки. Измеренное значение потока составляло $J_e \approx 3 \cdot 10^7$ *электрон/(см²·сек)* при $E_e > 200$ *эв*.

В области от $10R_E$ до $15R_E$ при угле Солнце — Земля — космический аппарат, составляющем 125° на восток относительно линии Солнце — Земля, он обнаружил пояс электронов, который был назван им самым внешним поясом заряженных частиц. В самом внешнем поясе поток электронов составлял $J_e \sim$ $\sim 10^8$ *электрон/(см²·сек)* при $E_e > 200$ *эв*. Более поздние измерения [23] на «Марсе-1» дали аналогичные результаты.

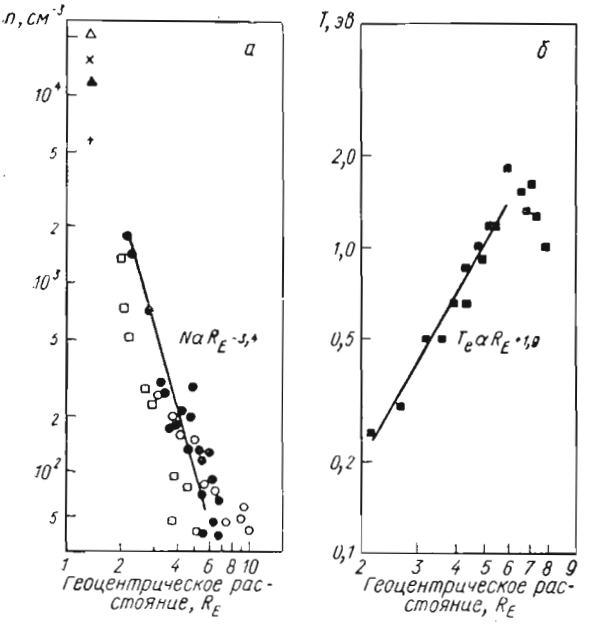


Рис. 10.5. Электронная плотность и температура, измеренные при помощи анализатора с тормозящим потенциалом. Эти значения относятся только к тепловой компоненте плазмы [28]:

△ — 8 октября 1964 г., «Алуэтт»; × — 8 октября 1964 г., «Алуэтт»; + — 8 октября 1964 г., «Алуэтт»; ▲ — 17 октября 1964 г., «Алуэтт»; ○, ●, ⌐, ■ — 27 ноября 1963 г., 8, 11 и 17 октября 1964 г., ИМП-1, 2.

Фримэн [24], используя детектор CdS на спутнике «Эксплорер-12» при угле Солнце — Земля — космический аппарат, составляющем 140° на запад относительно линии Солнце — Земля, измерял поток того же порядка, как и измеренный Грингаузом в области около $10R_E$. После обмена мнениями между Ван Аленом [25] и Грингаузом [26] было установлено, что эти частицы не являются постоянной захваченной компонентой радиационного пояса, но они образуют зону постоянного существования электронов, связанную с внешними областями магнитосферы и геомагнитного хвоста.

Сербу и Майер [27, 28] на спутниках ИМП-1 и ИМП-2 для измерения потоков и температуры магнитосферных электронов использовали анализатор с тормозящим потенциалом. Они нашли, что в среднем вольт-амперные характеристики могут быть представлены суммой двух максвелловских распределений. Тепловая компонента, по данным их измерений, имела температуру порядка нескольких электронвольт и росла по мере удаления от Земли. На рис. 10.5 показано изменение электронной концентрации (*а*) и температуры (*б*) этой тепловой компоненты на дневной стороне Земли, полученные на этих двух спутниках. В верхней части рис. 10.5, *а* приведены данные, полученные на спутнике «Алуэтт». Данные Сербу и Майера довольно хорошо согласуются

с результатами Карпентера [43] до $5R_E$, но затем они расходятся. «Колено» Карпентера (рис. 10.6) в этих измерениях не обнаружено, и значение электронной плотности, измеренное Сербу и Майером, остается выше, оно равно примерно 50 *электрон/см*^{3} все время при пересечении спутником магнитопаузы в ту и другую сторону и при переходе спутника через ударную волну в солнечный ветер. Это трудно объяснить, так как для солнечного ветра должно выполняться соотношение $n_e = n_i$, а измеренные Сербу и Майером значения ионной плотности n_i существенно меньше значений электронной плотности n_e. Однако нет никакой причины не доверять данным анализатора, поэтому результаты Сербу и Майера остаются пока загадкой. Более высокоэнергичная компонента имеет температуру выше 10 *эв*, а ее поток, вероятно, составляет 1% потока тепловой компоненты.

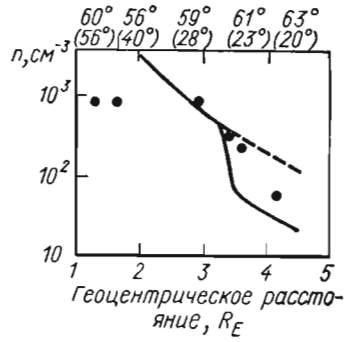


Рис. 10.6. Сравнение распределения электронной концентрации по геоцентрическому расстоянию в экваториальной плоскости, полученного в 1963 г. по данным свистящих атмосфериков (сплошная линия), с результатами измерений ионной концентрации, проведенных в 1959 г. на станции «Луна-2» при помощи ионных ловушек (точки). Указаны инвариантная широта (без скобок) и геомагнитная широта (в скобках) станции «Луна-2». Пунктирная кривая — теоретический расчет.

На рис. 10.7 приведены измеренные Сербу и Майером [27, 28] потоки и спектры электронов. Отличительной особенностью этого графика является то, что потоки малоэнергичных электронов не изменяются при переходе через магнитопаузу или ударную волну. Только при некоторых пролетах спутника электроны с $E_e > 100$ *эв* претерпевают эти изменения. Ситуация выглядит так, как будто магнитопауза полупроницаема и позволяет малоэнергичным электронам свободно проходить в магнитосферу, в то время как протоны солнечного ветра и электроны с $E_e > 40$ *кэв* не могут проходить свободно. Эта полупроницаемость может создаваться неустойчивостью, возникающей в определенном ограниченном режиме длин волн, но такое заключение умозрительно. Различие данных измерения концентрации во внешней магнитосфере, полученных методом свистящих атмосфериков и методом ловушек заряженных частиц, непонятно. Измерения Сербу и Майера не подтверждены другими наблюдениями и должны рассматриваться с осторожностью*.

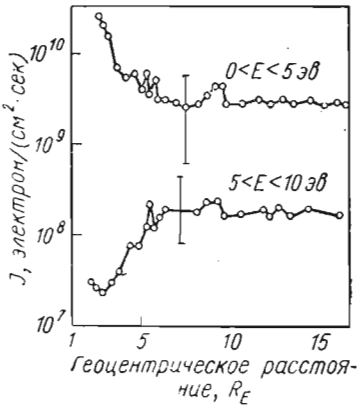


Рис. 10.7. Потоки электронов, измеренные в двух различных энергетических интервалах при помощи анализатора с тормозящим потенциалом на первом витке спутника ИМП-1 27 ноября 1963 г.

Измерения при помощи ионной ловушки на спутнике «Электрон-2» [29] дают для электронов с энергией $E_e > 100$ *эв* значения потока около 3×10^8 *см*$^{-2} \cdot$ *сек*$^{-1}$. Бейм и др. [30] на спутнике «Вела» в геомагнитном хвосте при $R \sim 17R_E$ измерили потоки и спектр электронов. Значение потока лежало в интервале от 10^8 до 10^9 *электрон/(см*$^2 \cdot$ *сек)* для $0{,}35 < E < 20$ *кэв*, причем средняя энергия равнялась нескольким килоэлектронвольтам.

Малоэнергичные захваченные частицы являются сравнительно неисследованной компонентой захваченной радиации.

---

* Данные Сербу и Майера в настоящее время считаются неверными из-за аппаратурных ошибок. Это приводит, по-видимому, к тому, что результаты, представленные на рис. 10.7 (а возможно, и на 10.5) становятся недействительными. — *Прим. авт.*

ОПТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Другим способом исследования малоэнергичных частиц является изучение оптических эмиссий в верхней атмосфере. Известно, что полярные сияния вызываются энергичными частицами, в основном электронами с энергией $E_e \sim 10$ *кэв*. Изучая атмосферные эмиссии на низких широтах [31], можно получить некоторые сведения о том, каким образом большое количество малоэнергичных частиц проникает в эти области.

Плотность энергии электронов [32] для возбуждения полосы молекулярного азота 4278 Å должна составлять примерно $7 \cdot 10^{-4}$ *эрг/см*^{3}. В средних широтах, как утверждает Ю. И. Гальперин [33], на наблюдается какой-либо заметной эмиссии полосы 4278 Å, а верхний предел интенсивности излучения составляет 1,5 *релея*, что соответствует потоку энергии электронов меньше 0,02 *эрг/(см*$^2 \cdot$ *сек)*. Это значение почти равно потоку выброшенных из радиационного пояса электронов с энергией $E_e > 1$ *кэв*, оцененному по данным спутника «Инджун-1» [34]. О'Бриен и др. [35] по данным своих наблюдений установили, что интенсивность эмиссии линии 3914 Å в июле 1964 г. в области выше 85 *км* в средних широтах составляла всего 5 *релей*. Используя значение коэффициента яркости $\mathscr{E} = 0{,}3\%$ [32], авторы утверждают, что поток энергии электронов был меньше, чем 10^{-2} *эрг/(см*$^2 \cdot$ *сек)*.

Значительно труднее по излучениям оценить потоки высыпающихся в атмосферу протонов. Одним из способов изучения высыпающихся протонов является измерение доплеровского смещения линии H_α [36]. Доплеровское смещение определяется скоростью падающих протонов. По оценке Ю. И. Гальперина [33], интенсивность линии H_α с доплеровским смещением на низких широтах меньше, чем 3 *релея*, а поток энергии протонов по его оценке должен быть меньше, чем $6 \cdot 10^{-4}$ *эрг/(см*$^2 \cdot$ *сек)*.

Как предполагают авторы работы [37], ночная ионосфера поддерживается потоками частиц ~ 1 *эрг/(см*$^2 \cdot$ *сек)*. По-видимому, такие потоки экспериментально не наблюдаются, и более вероятно, что ночная ионосфера обусловлена в основном медленной рекомбинацией дневной ионосферы.

Мариани [38] высказал предположение, что корреляция между максимальной электронной концентрацией в F-области ионосферы в полдень и солнечной активностью обусловлена потоками частиц. Он предложил, что поток энергии, равный 0,1 *эрг/(см*$^2 \cdot$ *сек)*, создается электронами с энергией $E_e \sim 1$ *кэв*, причем максимум расположен в интервале широт от 55 до 65°. Такой поток может дать интенсивность эмиссии линии 3914 Å, равную 20 *релеям*. Этот результат хорошо согласуется с наблюдениями.

На больших высотах иногда наблюдаются интенсивные красные сияния [36]. Они могут создаваться действием электрических полей [39] или малоэнергичных частиц. Для того чтобы создать интенсивность эмиссии красной линии 6300 Å, равную 10^4 *крелеям*, нужен поток энергии электронов с $E_e \sim$ ~ 500 *эв*, равный примерно 600 *эрг/(см*$^2 \cdot$ *сек)*. Эти частицы создадут очень слабую эмиссию зеленой линии 5577 Å.

СВИСТЯЩИЕ АТМОСФЕРИКИ

Изучение свистящих атмосфериков [40—42] может дать информацию об электронной концентрации в магнитосфере. Свистящие атмосферики — это электромагнитные волны с круговой поляризацией, которые распространяются вдоль силовых линий. Считается, что они распространяются по «трубкам» с несколько повышенной электронной концентрацией, идущим вдоль геомагнитных силовых линий. Большинство свистящих атмосфериков возбуждается грозовыми разрядами. Среда, в которой распространяются свистящие атмосферики, дисперсная, и поэтому различным частотам соответствуют различные скорости. Когда эти сигналы регистрируются и воспроизводятся на звуковой частоте,

они напоминают свисты. Временно́е запаздывание T сигнала с частотой f при прохождении расстояния S определяется соотношением [40]

$$T = \frac{1}{c}\int \mu dS \approx \int \frac{f_p f_c \cdot dS}{f^{1/2}(f_c - f)^{3/2}}, \tag{10.9}$$

где μ — коэффициент преломления; f_c — электронная гирочастота:

$$f_c = 0{,}886\left(\frac{R_E}{R_0}\right)^3\left[\frac{\sqrt{1+3\sin^2\lambda}}{\cos^6\lambda}\right]; \tag{10.10}$$

f_p — плазменная частота:

$$f_p = \left(\frac{ne^2}{\pi m}\right)^{1/2}. \tag{10.11}$$

Тот факт, что временно́е запаздывание T связано с концентрацией n, обозначает, что электронную концентрацию в магнитосфере можно определять по данным свистящих атмосфериков. В 1963 г. Карпентер [43] установил, что электронная концентрация в магнитосфере, падающая радиально по мере удаления от Земли, имеет резкий спад в области $R \sim 4R_E$. В районе этого «колена» электронная концентрация падает очень резко. На рис. 10.6 приведено «колено» на экваторе. Проведенные недавно измерения [44] показали, что в интервале высот, равном $0{,}15R_E$, в этой области концентрация падает примерно в 50 раз, достигая значения 10 *электрон/см*^{3}, а затем медленно спадает примерно до значения, равного 1 *электрон/см*^{3} при $R = 7R_E$. До Карпентера прямые плазменные измерения не обнаруживали этого колена*.

При низкой магнитной активности $2 < K_p < 4$ положение колена соответствует примерно $3{,}5R_E$ в местный полдень и $5{,}5R_E$ в местную полночь [45]. При росте геомагнитной активности колено приближается к Земле. При $K_p = 6$ колено наблюдается на геоцентрическом расстоянии около $3R_E$, а во время сильных магнитных бурь около $2R_E$ [46]. Это движение колена является тем же самым эффектом, который Коул [47] описал как сжатие магнитосферы во время бури.

На антарктических станциях «Эйтс» и «Бёрд» при благоприятных условиях Карпентер наблюдал свистящие атмосферики каждые несколько секунд [45]. При регистрации было замечено несколько хорошо определяемых компонент, которые повторялись при благоприятных условиях. По зависимостям частоты от времени наблюдалось постепенное изменение свойств компонент. Это позволяло проследить движение трубок, по которым распространялись свистящие атмосферики. Методом свистящих атмосфериков Карпентер по перемещению колена установил, что плазма движется к Земле в ранние утренние часы. Однако примерно в 18.00 UT не наблюдается никакого движения плазмы, хотя положение колена в это время отодвигается на значительное расстояние; это доказывает, что в данный район вторгается новая плазма.

Трубки в определенных положениях оставались фиксированными по отношению к наземной станции до 19 *ч*; это указывает на то, что среда, в которой распространяются свистящие атмосферики, вращается вместе с Землей по крайней мере до $L = 4$.

ВСПЛЕСКИ ОНЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ И МИКРОПУЛЬСАЦИИ

Определенные типы геомагнитных пульсаций могут быть обусловлены пучками малоэнергичных частиц, захваченных в магнитное поле. Наблюдения Галле [48] показали, что при некоторых всплесках излучения очень низкой частоты (ОНЧ), происходящих с интервалом в 1 *сек*, не обнаруживается дисперсия (как в случае свистящих атмосфериков). Объяснение существования одной

* К. И. Грингауз и др. [21, 22] наблюдали ранее на «Луне-1» и «Луне-2» резкое изменение градиента концентрации плазмы при тех же значениях R.—*Прим. авт. к наст. изданию.*

группы всплесков, называемых жемчужинами, состояло в том, что они могли быть обусловлены колебанием пучков захваченных электронов [48, 49]. В настоящее время считают, что, по-видимому, большинство этих наблюдений может быть обусловлено пучками протонов. Якобс [50] по анализу динамических спектров, названных веерами, которые были обнаружены Тепли [51] на магнитограммах, пришел к заключению, что, вероятнее всего, они обусловлены пучками частиц, осциллирующих вдоль силовых линий. Якобс объяснил две серии таких данных частицами (вероятно, протонами) со скоростью около 800 *км/сек*, движущимися вдоль силовых линий, заключенных в районе от 45 до 60° магнитной широты. Эта интерпретация, вероятно, не единственная, но возможная.

Вентворт и Тепли [49] показали, что иногда излучения гидромагнитных волн совпадают по времени со вспышками рентгеновского излучения, наблюдаемого на шарах-зондах. Это, как указывают авторы, свидетельствует о том, что ответственными за геомагнитные пульсации являются пучки электронов.

Локкен и др. [52] наблюдали геомагнитные пульсации другого типа: они отметили эффекты, влияющие на магнитограммы, в двух сопряженных точках, на станции «Оттава» в Канаде и на станции «Бёрд» в Антарктике. Всплески оказались не в фазе, но имели один и тот же период. Для частиц, осциллирующих вдоль силовой линии, как это и ожидалось, дисперсия не наблюдалась. Вероятно, проще всего это объяснить присутствием пучков частиц, хотя единой интерпретации еще не существует.

Недавние наблюдения нескольких авторов [53—56] показали, что гидромагнитные волны с частотой от 0,1 до 5 *гц* могут возбуждаться протонными пучками со скоростями, большими альвеновской, при условии, что эти пучки имеют анизотропное распределение по питч-углам. Конус потерь обеспечивает требуемую анизотропию. Используя эту идею, Корнуэлл [57] предположил, что гидромагнитные волны во внешней области при $L > 4$ возбуждаются потоком протонов, измеренных Дэвисом и Вильямсоном [58]. На основании данной модели Корнуэлл вычислил максимальные частоты, которые должны излучаться на различных силовых линиях, и нашел, что его результат согласуется с измерениями Вентворта [59]. Корнуэлл предположил, что процесс возбуждения волн должен оказывать обратное воздействие на протоны, вызывая их рассеяние, и, следовательно, создавать максимально возможный поток захваченных протонов, а также максимально возможную амплитуду гидромагнитных волн, как это предполагали Кеннел и Петчек [60].

Наблюдения ОНЧ-излучений являются косвенными и качественными, но они наводят на размышления. Нужно знать значительно больше об этих геомагнитных возмущениях для того, чтобы можно было больше сказать о захваченных частицах.

ПЕРЕСТАНОВКА СИЛОВЫХ ЛИНИЙ

Малоэнергичная плазма в магнитосфере может непрерывно двигаться не только под действием сил магнитного дрейфа. В 1959 г. Голд [61] отметил, что в магнитосфере Земли возможна перестановка магнитных силовых трубок. Существование атмосферы, являющейся хорошим изолятором, делает возможным пересоединение силовых линий геомагнитного поля на границе атмосферы. Поле B в атмосфере непрерывно, т. е. плотность магнитных силовых линий постоянна. Перестановка силовых линий над атмосферой возможна потому, что для протекания этого магнитосферного явления нет необходимости для вещества перемещаться к Земле.

Так как перестановка магнитных силовых трубок теоретически возможна, интересно исследовать устойчивость таких силовых трубок, чтобы узнать, происходит ли это смещение в действительности или нет. Легче всего это сделать, рассмотрев, что происходит с полной энергией, заключенной в магнитной силовой трубке, которая меняется местами с другой. Если наблюдается какое-либо уменьшение полной энергии (рассматриваются магнитная, кинетическая и потенциальная энергии частиц силовой трубки), то эта перестановка силовых

трубок, по-видимому, происходит. Показать, что процесс энергетически возможен — это еще не значит сказать, что он будет происходить в действительности, или указать его скорость, но это уже первая ступень к доказательству существования неустойчивости.

Если силовые линии могут смещаться, то, следовательно, частицы могут переноситься в магнитосферу. Эта перестановка силовых линий может быть медленной или сравнимой с магнитосферной конвекцией, описанной Аксфордом и Хайнсом [62]. Скорость перестановки должна быть ограничена столкновениями ионов с атомами в ионосфере. Это означает, что перестановка будет, вероятно, влиять главным образом на перенос малоэнергичных частиц с энергией $E < 1$ *кэв*. Если частицы могут дрейфовать в магнитной трубке, смещающейся за более короткое время по сравнению с временем конвекции, то они не будут участвовать в смещении силовых трубок. Таким образом, этот процесс применим только для малоэнергичных частиц. Более энергичные частицы будут совершать слабые движения вниз и вверх, которые в среднем для нескольких движущихся трубок дадут нулевое смещение.

Чтобы изучить возможность того, что неустойчивость при перестановке силовых линий энергетически допустима, Голд [61] взял простую модель частиц в магнитосфере. Рассматривая идеальный газ $p = nkT$, а также адиабатическое смещение силовых трубок, где $\gamma = 5/3$, записываем:

$$pV^{5/3} = \text{const}, \tag{10.12}$$

где $V = Al$.

Величину A можно определить, предположив, что магнитный поток в трубке постоянен. Следовательно, $\Phi = BA$ и $A = \Phi/B \sim R^3$. Также $L \sim R$. Таким образом, $V \sim R^4$. Записывая $V = aR^4$, имеем $p(aR^4)^{5/3} = \text{const}$ или $p = nkT = \text{const} \cdot R^{-20/3}$. Важной особенностью является то, что градиент плотности энергии определяет устойчивость системы при перестановке силовых линий. Если энергия падает медленнее, чем $R^{-20/3}$, то система устойчива. Если энергия падает быстрее, чем $R^{-20/3}$, то процесс перестановки неустойчив, и возможен быстрый адиабатический процесс смещения силовых линий.

Соннеруп [63] продолжил эти вычисления и получил более или менее подобные результаты. Он нашел отношение удельных теплоемкостей $\gamma = 3/2$ для частиц, имеющих питч-угол, равный нулю, и $\gamma = 7/4$ для частиц, имеющих питч-угол, равный 90°. Так что для распределения питч-углов величина 5/3 оказалось почти правильной. Точно 5/3 получим тогда, когда частицы при своем движении будут иметь три степени свободы: $\gamma = 1 + 2/m$, где m — число степеней свободы. Если столкновения происходят часто, так что имеются три степени свободы, то $\gamma = 5/3$.

Если сумма полной энергии частиц силовой трубки E_p и магнитной энергии E_B уменьшается при смещении, то система неустойчива, и перестановка силовых линий, вероятно, будет иметь место. Данный критерий указывает, благоприятна перестановка энергетически или нет. Если да, то найдется динамический процесс, который вызовет эту перестановку.

Если

$$E_{B_1} + E_{B_2} + E_{p_1} + E_{p_2} > E'_{B_1} + E'_{B_2} + E'_{p_1} + E'_{p_2}, \tag{10.13}$$

то система неустойчива. (Здесь знаки 1 и 2 относятся соответственно к первой и второй силовым трубкам, а знак «штрих» относится к тем же самым трубкам, но после перестановки.) Можно упростить это соотношение, положив магнитные энергии двух трубок потока равными. Магнитная энергия трубки дается соотношением

$$E_B = \int \frac{B^2}{8\pi}\, dV = \int \frac{B^2}{8\pi} \cdot \frac{\Phi}{B}\, dl = \frac{\Phi}{8\pi} \int B dl. \tag{10.14}$$

Используя уравнения (2.56а) и (2.57), имеем

$$\int B dl = \frac{2M}{r_0^2} \int_{\lambda_0 = \arccos \sqrt{R_E/r_0}} \frac{1+3\sin^2\lambda}{\cos^5\lambda} d\lambda = \frac{2M}{r_0^2} \cdot \frac{\sin\lambda_0}{\cos^4\lambda_0} = B_E R_E \sin\lambda_0, \qquad (10.15)$$

если потоки магнитной энергии равны

$$\Phi_1 \sin\lambda_{01} = \Phi_2 \sin\lambda_{02}, \qquad (10.16)$$

то $E_{B_1} = E_{B_2}$, и соотношение (10.13) принимает вид

$$E_{p_1} + E_{p_2} > E'_{p_1} + E'_{p_2}. \qquad (10.17)$$

Для энергии частицы, пользуясь уравнением (2.132), можно написать

$$E_p(L) = \int M(L, \lambda, E) E \cdot dA' \, dl' =$$

$$= A \int E \frac{j(\alpha_0, L, E)}{v} \left(\frac{\tau \cdot v \cos\alpha_0}{2} \right) 2\pi \sin\alpha_0 \, d\alpha_0 \, dE, \qquad (10.18)$$

где

$$\tau = \frac{4r_0}{v} (1{,}30 - 0{,}56 \sin\alpha_0) = \frac{1{,}75L}{\sqrt{E}} (1{,}30 - 0{,}56 \sin\alpha_0) \qquad (10.19)$$

(E — энергия, *Мэв*).

Полагая в уравнении $A = 1$ при $L = 2$, получаем зависимость от L в следующем виде:

$$A(L) = \frac{L^3}{8\sqrt{2}\cos\theta_0} = \frac{L^3}{8\sqrt{2}} \sqrt{L/(L-1)}. \qquad (10.20)$$

Подставляя (10.19) и (10.20) в уравнение (10.18), получаем

$$E_p(L) = \frac{1{,}75\pi}{8\sqrt{2}} \sqrt{L^7(L-1)} \int_0^{90^\circ} (1{,}30 - 0{,}56 \sin\alpha_0) \sin\alpha_0 \cos\alpha_0 \cdot d\alpha_0 \times$$

$$\times \int_0^\infty j_0(\alpha_0, L, E) \sqrt{E} \, dE. \qquad (10.21)$$

Проведенное энергетическое рассмотрение показывает, возможна ли перестановка силовых линий, но не решает вопрос, происходит ли эта перестановка в действительности. Необходимо существование какого-либо динамического процесса, производящего данную перестановку. Соннеруп [63] предполагает, что адиабатическое смещение силовых линий в магнитосфере происходит из-за разности температур «тепловой» плазмы в авроральных и более низких широтах. Аксфорд и Хайнс [62] считают, что конвекция может быть вызвана механизмом вязкого взаимодействия на магнитопаузе. Схема конвективного движения по Аксфорду и Хайнсу приведена на рис. 8.11.

Фримэн [63а] смог обнаружить магнитосферную конвекцию. При помощи каналотрона на спутнике ATS с синхронной орбитой при $L = 6{,}5$ он зарегистрировал нерегулярные остронаправленные потоки малоэнергичных протонов. В одном случае поток был примерно равен $4 \cdot 10^7$ *протон*/(*см*^{2}·*сек*·*стер*) и имел узкий энергетический спектр со средним значением энергии $E_p = 5$ *эв*. Эти протоны наблюдались примерно в 18 *ч* 00 *мин* местного времени и приходили в узком пучке почти с антисолнечного направления, что хорошо соответствует модели конвекции Аксфорда и Хайнса. Фримэн считает, что эти анизотропные потоки могут быть результатом направленного движения тепловой плазмы, возбужденного при прохождении гидромагнитной волны, или они могут представлять непрерывные конвекционные токи в магнитосфере, которые регистрируются детектором при соответствующем возрастании электрического

поля. Если последняя гипотеза правильна, то, чтобы получить наблюдаемый $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ дрейф протонов, необходимо электрическое поле порядка нескольких милливольт на метр. Для этого достаточно незначительного потенциала спутника.

Коул высказал предположение, что случайные электрические поля в магнитосфере, такие, как поля, зарегистрированные Джаджем и Колеманом на спутнике «Эксплорер-6», могут создать радиальную диффузию плазмы. Они могут обеднять внешнюю магнитосферу и толкать частицы внутрь магнитосферы, ускоряя их, чтобы создать кольцевой ток. Карпентер [43] по данным свистящих атмосфериков установил, что концентрация плазмы во внешней магнитосфере ($L > 3$) во время магнитных возмущений уменьшается. В модели Коула используются безвихревые электрические поля для того, чтобы вызвать перестановки геомагнитных силовых трубок [61], с которыми связана малоэнергичная ($E < 10$ *кэв*) плазма.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ

В магнитосфере, вероятно, существуют значительные электрические поля. Их пока невозможно надежно измерить прямыми методами, но существование ионосферных токов и некоторых других явлений указывает на их присутствие. Считается, что эти поля достаточно большие, так что они должны оказывать существенное влияние на движение малоэнергичных частиц в магитосфере.

Перестановка силовых линий является одним из примеров движения плазмы, связанного с электрическим полем $\mathbf{V} \times \mathbf{B}$. Тэйлор и Хоунз [65] считают, что крупномасштабные электрические поля вызываются в магнитосфере ионосферными движениями из-за гравитационного действия Солнца и Луны (приливы) и нагревания атмосферы Солнцем; вращением Земли, увлекающим за собой по крайней мере нижние области ионосферы, и взаимодействием солнечного ветра с внешней магнитосферой. Хотя эти электрические поля не измерялись непосредственно, по изучению вариаций геомагнитного поля можно получить довольно много сведений об этих электрических полях, так как они создают токи в ионосфере и в области выше ионосферы. Геомагнитное поле испытывает два вида суточных вариаций с периодом солнечных и лунных суток. Они обозначаются символами S и L. L-вариация, обусловленная гравитационным действием Луны, весьма мала и в дальнейшем не будет обсуждаться. S-вариация по магнитно-спокойным дням (обычно существует пять международных спокойных дней каждый месяц) обозначается символом S_q. S-вариация по магнитно-возмущенным дням (обычно существует пять международных возмущенных дней) обозначается символом S_d (S_q-вариации растут в зависимости от гравитационного и нагревающего действия Солнца, и их теория достаточно хорошо разработана. Считают, что дополнительные вариации, возникающие в возмущенные дни, обусловлены действием солнечного ветра, и их теория не развита. С этими вариациями как раз и связано электрическое поле, которое мы используем в расчетах). Возмущенные суточные вариации, обозначаемые символом SD, определяются как разность $S_d - S_q$. На высоких геомагнитных широтах вариации SD много больше, чем на низких широтах, и S определяется по международным спокойным дням на высокоширотных станциях, которые регистрируют наиболее значительную часть SD. Чепмен и Бартельс [66] считают, что распределение и развитие возмущенного поля (SD) в полярных районах, так же как и на более низких широтах, остаются постоянными и не зависят от интенсивности возмущения, однако в периоды интенсивных возмущений высокоширотная область (выше 60° по широте), в которой текут сильные SD-токи, расширяется и опускается к более низким широтам. Таким образом, в первом приближении систему токов, вызывающую возмущение поля, можно рассматривать как систему постоянной формы, но с меняющимися интенсивностью и ориентацией. Силсби и Вестин [67] на основе изучения сотен магнитных бухт, зарегистрированных многими станциями во время Международного полярного года в 1932—1933 гг., построили токовую систему (рис. 10.8),

создающую возмущения. Магнитные бухты не были связаны с бурями, но их необходимо было исследовать, чтобы отдельно изучить максимальную горизонтальную интенсивность, которая по крайней мере так же велика, как и средняя возмущенная суточная вариация для международных возмущенных дней на каждой станции. Токовая система Силсби и Вестина, таким образом, соответствует умеренно возмущенным условиям.

Электрические поля в магнитосфере достаточно большие, и они оказывают влияние на движение частиц с энергией $E < 100$ *кэв*. Движение частиц с

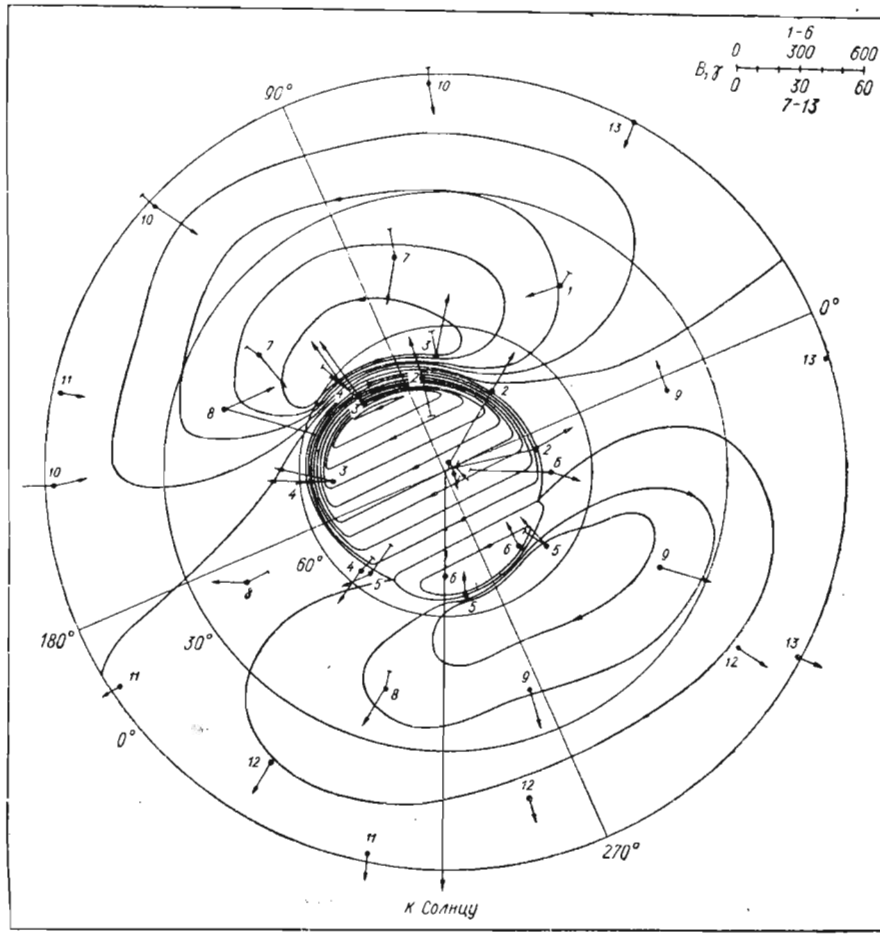


Рис. 10.8. Ионосферная токовая система Силсби и Вестина (ток между соседними токовыми линиями равен 50 000 *а*) и средние трехчасовые значения вектора возмущенности в периоды магнитных бухт 1932—1933 гг. на следующих станциях:

1 — «Туле»; *2* — «Юлианхоб»; *3* — «Тромсё»; *4* — «Диксон»; *5* — «Колледж—Фербенкс»; *6* — Форт «Ра»; *7* — «Эбро»; *8* — «Уозяру»; *9* — «Туксон»; *10* — «Магадисцио»; *11* — «Антиполо»; *12* — «Апиа»; *13* — «Гуанкайо».

энергией E порядка 1 *кэв* на высоких широтах почти полностью определяется этими полями. На такие частицы в низких широтах электрические поля тоже оказывают значительное влияние.

Тэйлор и Хоунз [64] из токовой системы *SD* Силсби и Вестина (см. рис. 10.8) нашли значение электрического поля, решая уравнение

$$\mathbf{j} = \sigma\mathscr{E}, \tag{10.22}$$

где $\mathbf{j}$ — усредненный по высоте ток, текущий в ионосфере и σ — тензор усредненной по высоте проводимости, величина которой была определена в работе

Фейера [68]. Существует три компоненты проводимости, которые нужно учитывать. В случае электрического поля, параллельного магнитному, проводимость σ_0 в магнитосфере обычно настолько велика, что электрические поля будут закорочены и $\mathscr{E}_{\parallel} \approx 0$. Поэтому магнитные силовые линии существенно эквипотенциальны. В этом случае обычно предполагается, что $\sigma \to \infty$. Для электрического поля $\mathscr{E}_{\perp}$, перпендикулярного к магнитному, в законе Ома имеется два члена

$$\mathbf{j} = \sigma_1 \mathscr{E}_{\perp} + \sigma_2 \frac{\mathscr{E}_{\perp} \times \mathbf{B}}{|B|}, \tag{10.23}$$

где проводимость σ_1 тока, текущего параллельно электрическому полю, называется педерсоновской, а второй член, определяющий ток Холла, содержит проводимость σ_2, называемую холловской. На высоте около 100 *км*, где текут

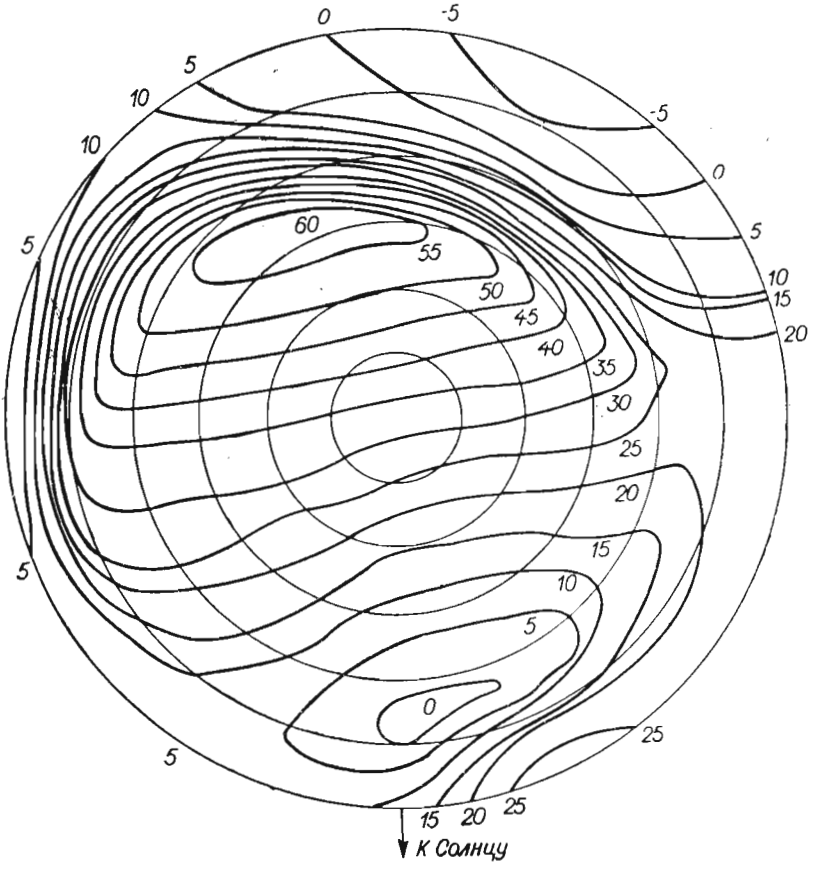


Рис. 10.9. Распределение потенциалов электрического поля, вычисленное по модели Тэйлора и Хоунза [64]. Цифрами обозначены эквипотенциальные кривые в киловольтах.

ионосферные токи, $\sigma_2 > \sigma_1$ и преобладает ток Холла, хотя и педерсоновский ток здесь обычно не так мал, чтобы им можно было пренебречь. Тэйлор и Хоунз [64], используя величины σ_1 и σ_2 [68] и решая уравнение (10.23), вычислили значение электрического поля из токовой системы (см. рис. 10.8). Распределение потенциала в северной полярной шапке из вычисленного таким образом электрического поля приведено на рис. 10.9. Интересно, что ориентация поля относительно линии Земля — Солнце отличается от ориентации, используемой другими авторами (см. рис. 10.9). Данжи [69], Аксфорд и Хайнс [62] и Леви и др. [70] предполагают, что прохождение плазмы через хвост магнито-

сферы — это существенная черта магнитосферной конвекции, которая может быть результатом трения на магнитопаузе [62] или пересоединения силовых линий [69]. В рассматриваемой модели система ионосферных токов *SD* в полярной шапке должна быть параллельна линии Земля — Солнце в соответствии с результатами, полученными Чепменом и Бартельсом [66] (см. рис. 8.10). Однако токовая система Силсби и Вестина составляет угол около 60° с направлением на Солнце, так же как и токовые системы Сугиуры и Чепмена [71] и Фэрфилда [72]. Эти системы испытывают довольно большие вариации ото дня ко дню, и, вероятно, оба графика (см. рис. 8.10 и 10.8) правильны в различные периоды времени.

Тэйлор и Хоунз использовали систему электрических полей, представленную на рис. 10.9, а также электрическое поле, обусловленное вращением Земли, которое является полем поляризации, возникающим при движении проводника в магнитном поле:

$$\mathscr{E}_{\text{вр}} = -\frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B}. \tag{10.24}$$

Потенциал этого электрического поля для диполя, направленного по оси вращения, имеет вид

$$\Phi_{\text{вр}} = -\frac{1}{c} \cdot \frac{\Omega M}{R} \sin^2 \theta, \tag{10.25}$$

где Ω — угловая скорость вращения; M — момент диполя; θ — широта. Для Земли выражение (10.25) имеет вид

$$\Phi_{\text{вр}} = \frac{-92 \sin^2 \theta}{R} \text{ кв}. \tag{10.26}$$

Тэйлор и Хоунз предполагают, что основное направление и форма конвекции в магнитосфере определяются вращением Земли, но на них также оказывает большое влияние плазма солнечного ветра. Термализованная плазма солнечного ветра, по-видимому, проникает в магнитосферу на солнечной стороне и, увлекаемая вращением Земли, движется через послеполуденную сторону магнитосферы, пересекает хвост, а затем переносится на утреннюю сторону. Эта плазма при движении в магнитном поле стремится поляризоваться, хотя поляризационный заряд в значительной степени снимается токами, текущими в ионосфере. Как считают Тэйлор и Хоунз [64, 65], именно это поле поляризации, спроектированное вдоль магнитных силовых линий на ионосферу, и создает систему токов *SD*.

Распределение электрического поля в пространстве было получено в предположении, что $\sigma_0 \to \infty$, так что магнитные силовые линии являются эквипотенциалями. На рис. 8.15 приведено полное распределение потенциалов в экваториальной плоскости. Авторы использовали замкнутую модель магнитосферы и рассмотрели движение малоэнергичных частиц (т. е. частиц, магнитный дрейф которых очень мал по сравнению с дрейфом $\mathscr{E} \times \mathbf{B}$) в этом поле. Если смотреть на Землю со стороны хвоста, то плазма в северной от токового слоя части хвоста будет дрейфовать вокруг оси хвоста влево, а в южной от токового слоя части хвоста — вправо. В экваториальной плоскости плазма будет двигаться к Земле на вечерней стороне хвоста, и от Земли — на его утренней стороне. Это плазменное течение вблизи Земли напоминает течение жидкости, втекающей в магнитосферу на вечерней стороне, огибающей Землю (вращение Земли увлекает за собой поток жидкости) и затем покидающей магнитосферу на утренней стороне. Данная модель несколько отличается от модели, предложенной Аксфордом и Хайнсом [62]. Различие в значительной степени зависит от используемого распределения электрических потенциалов. Кроме того, модель не выявляет большинства особенностей, которые могут возникать при вязком взаимодействии с солнечным ветром на границе магнитосферы или разрыве и пересоединении силовых линий. Скорее эта модель конвекции обладает качественными признаками, которые можно ожидать от системы, создан-

ной только вращением Земли. Хотя электрическое поле получено из токов во вращающейся ионосфере, однако осуществление конвекции, по-видимому, связано не только с вращением Земли.

Радиально направленное электрическое поле в хвосте магнитосферы (см. рис. 8.15) изгоняет из этой области протоны и втягивает через вечернюю сторону электроны, ускоряя их до 10 *кэв* и более. Тэйлор и Хоунз предполагают, что ток, вызывающий резкое изменение направления магнитного поля в хвосте, создается скорее магнитным дрейфом захваченных частиц, чем электрическим полем, поскольку электрическое поле на утренней стороне хвоста магнитосферы направлено так, что оно не может создать токи, существующие в нейтральном слое хвоста.

Используя рассмотренную модель поля, Тэйлор и Хоунз [64] изучали движение заряженных частиц в предположении, что это движение адиабатическое, так что значение адиабатических инвариантов μ и J, а также полная энергия, равная $K = E + q\varphi$, сохраняются. Если полная энергия K сохраняется, то можно определить кинетическую энергию частицы E, зная ее начальную энергию и положение в магнитосфере. Тэйлор и Хоунз изучили движение заряженных частиц в магнитном и электрическом полях и установили, что малоэнергичные электроны из магнитопаузы, двигаясь в этих полях, ускоряются до энергий от 1 до 40 *кэв* и высыпаются в ночные часы по местному магнитному времени в относительно узко ограниченной области, зависящей от конфигурации этих полей. Протоны ускоряются до энергий того же порядка и высыпаются также в узкой зоне, лежащей к югу от области высыпания электронов, а время их высыпания соответствует периоду от полудня до полуночи по местному магнитному времени.

На рис. 10.10 приведены области высыпания частиц, электронов и протонов одной и той же энергии. Анализ, проведенный Тэйлором и Хоунзом [64], привел их к заключению, что авроральные частицы приходят из солнечного ветра с энергией $E < 1$ *кэв*, а затем они ускоряются на силовых линиях, которые замыкаются в геомагнитном хвосте на расстояниях до $50R_E$ от Земли.

Тэйлор [73] взял модель магнитосферы Тэйлора и Хоунза [64], которая состоит из дипольного поля, деформированного солнечным ветром в замкнутую магнитосферную полость, с добавлением нейтрального слоя в геомагнитном хвосте и геоэлектрического поля. В таком смысле это была наиболее полная модель магнитосферы, когда либо использовавшаяся. Хоунз [74], например, не рассматривает геомагнитный хвост, Вильямс и Мид [75] — геоэлектрическое поле, Маеда [76] — искаженное магнитное поле.

Тэйлор вычислил движение частицы в предположении, что полная энергия и два адиабатических инварианта μ и J сохраняются. Используя экспоненциальный энергетический спектр и применяя теорему Лиувилля, он в этой модели определил орбиты электронов разных энергий. Полученные результаты сопоставлялись с результатами Франка [77] и Армстронга [78] по данным спутника «Инджун-3». На рис. 10.11 приведены линии постоянной интенсивности электронов с энергией $E_e > 40$ *кэв*, по данным спутника «Инджун-3». Согласие здесь очень хорошее. Суточное смещение по широте, измеренное для электронов с энергией $E_e > 40$ *кэв*, было приблизительно в два раза больше, чем для электронов с $E > 230$ *кэв*. Этот эффект нельзя объяснить только тем, что частицы совершают адиабатическое движение в искаженном магнитном поле. Суточное изменение $\Delta\Lambda$, вычисленное для асимметричного магнитного поля [75], довольно хорошо объясняет измеренную величину $\Delta\Lambda$ для электронов с энергией $E_e > 230$ *кэв*. Однако наблюдаемая величина $\Delta\Lambda$ для электронов с энергией $E_e > 40$ *кэв* была значительно больше. Тот факт , что величину $\Delta\Lambda$ для электронов с $E_e > 40$ *кэв* можно объяснить в рамках модели Хоунза и Тэйлора, включающей электрические поля, указывает на то, что эти поля, вероятно, реально существуют.

Используя ту же модель магнитного и электрического полей, Тэйлор [73] предсказал области возможного существования электронов с энергией E_0 около 10 *кэв* в магнитосфере (рис. 10.12). Перекрестной штриховкой обозна-

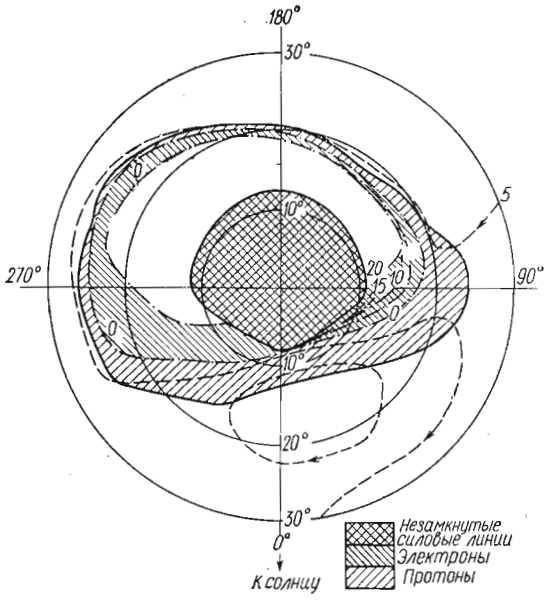


Рис. 10.10. Положения зон вторжения протонов и электронов с энергией 10 *кэв*, вычисленные по модели Тэйлора и Хоунза, учитывающей электрическое и магитное поля, и линий постоянного значения интенсивности протонов (штриховые линии) и электронов (штрих-пунктирные линии).

чена область, где могут находиться частицы внешней магнитосферы, проникшие в нее через нейтральную точку. Эти частицы не остаются захваченными долгое время: после того как они совершат однократный дрейф вокруг Земли, они снова исчезают за пределами магнитопаузы. Часть перекрестно заштрихованной области, соответствующая интервалу широт $90° < \varphi < 270°$, всегда будет содержать электроны с энергиями $E_0 > 10$ *кэв*, даже в том случае, если в магнитосфере нет электронов этих энергий. Это примерно та область, где электроны имеют энергии $E_e > 10$ *кэв* и которая была обнаружена Фритцем и Гарнеттом [79]. В области, заштрихованной косыми линиями, могут наблюдаться электроны с $E \approx 10$ *кэв*, захваченные на длительное время.

Малоэнергичные протоны не должны наблюдаться на таких высоких широтах, как электроны. На рис. 10.13, согласно данным Тэйлора [73], приведена грубая оценка максимальной энергии для стабильно удерживаемых частиц на полуночном меридиане.

Хеппнер, используя данные магнитометра на спутнике ОГО-А, установил, что начало отрицательных бухт (связанных с сильными токами авроральной

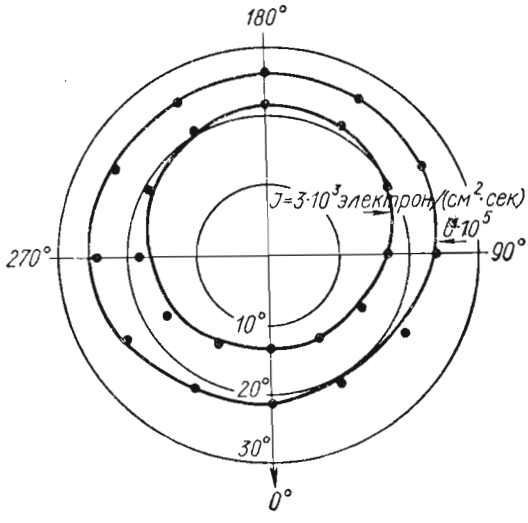


Рис. 10.11. Сравнение контуров постоянной интенсивности захваченных электронов, полученных экспериментально [77], и отдельных значений постоянной интенсивности этих потоков, вычисленных по модели Тэйлора и Хоунза [64].

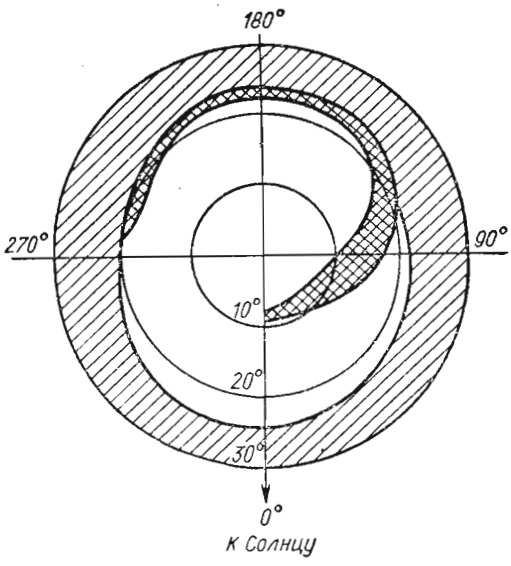


Рис. 10.12. Области, где согласно модели Тэйлора и Хоунза должны наблюдаться электроны с $E \sim 10$ *кэв*, отражающиеся при $B = 0{,}3$ *гс*.

электроструи) в зоне полярных сияний регистрируется на Земле на несколько минут раньше, чем на спутнике ОГО-А. Он предполагает, что это может быть обусловлено действием какого-либо вида инициатора неустойчивости глубоко внутри магнитосферы, вероятно, в полярной ионосфере. Возможно, это обусловлено коротким замыканием существовавшего электрического поля (вызванным, например, большим потоком высыпающихся частиц) и дрейфом токов зоны полярных сияний перед началом бухты.

Для измерения электрических полей используются облака ионизированного бария (Ba^+). Ионы бария содержат один валентный электрон и сильно рассеивают солнечный свет. Ионы движутся под действием магнитных и электрических полей, и их можно наблюдать с Земли в сумерки, когда они еще освещены сверху Солнцем.

Эксперименты с облаками ионизированного бария [79а] дают следующие результаты:
$\mathscr{E}_\perp = 1$—3 *мв/м* в средних широтах;
$\mathscr{E}_\perp = 1$—50 *мв/м* в зоне полярных сияний.

Эти поля весьма изменчивы по величине и направлению ото дня ко дню. Если предположить, что средняя величина поля в зоне полярных сияний постоянна по всей полярной шапке и равна 10 *мв/м*, получается полная разность потенциалов поля, равная примерно 50 *кв*, что находится в довольно хорошем согласии с данными системы *SD* токов.

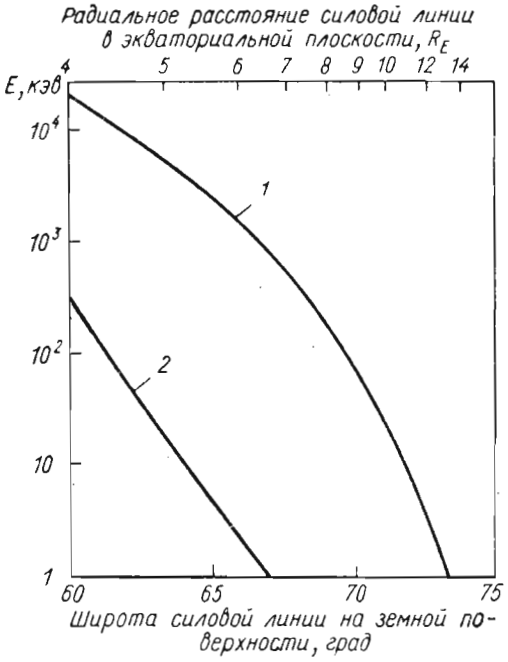


Рис. 10.13. Широтная граница вторжения электронов (*1*) и протонов (*2*) как функция энергии частиц в плоскости полуночного меридиана по модели Тэйлора и Хоунза [64].

Параллельные электрические поля. Альвен и др. [80] предположили, что в магнитосфере возможны электрические поля $\mathscr{E}_\parallel$, параллельные силовым линиям магнитного поля (в этом случае силовые линии не будут эквипотенциальными). Такие электрические поля могут существовать только тогда, когда угловое распределение электронов во внешнем поясе отличается от углового распределения протонов. В этом случае электрическое поле будет стремиться обеспечить нейтральность плазмы. При данном рассмотрении напряжение V между двумя точками A и C вдоль силовой линии описывается выражением

$$eV = \left(\frac{B_C}{B_A} - 1\right)\left[\frac{E_{p\parallel}E_{e\perp} + E_{p\parallel}E_{p\perp}}{E_{p\parallel} + E_{e\parallel}}\right], \qquad (10.27)$$

где $E_\parallel$ и $E_\perp$ — энергии одной частицы, параллельные и перпендикулярные **B**. Перрсон [81] рассматривал эту проблему, используя распределение частиц, имеющих различные питч-углы, и получил подобные электрические поля. Если частота столкновения частиц велика, электрическое поле $\mathscr{E}_\parallel$ быстро исчезает.

Для того чтобы $\mathscr{E}_\parallel \neq 0$, необходимо, чтобы $\lambda \gg l$, где l — длина силовой линии, а λ — длина свободного пробега. Используя выражение

$$\lambda \approx 10^4\, T_e^2/n_e, \qquad (10.28)$$

где T_e — температура электронов; n_e — концентрация электронов и учитывая, что $n_e \approx 100$ и $T_e \approx 10^{4\circ}$ K, получаем значение $\lambda \approx 10^{10}$ *см*, что несколько больше, чем длина силовых линий при $L \approx 5$.

Наличием составляющей $\mathscr{E}_{\parallel}$ Альвен и др. [80] объясняют проникновение частиц глубоко в магнитосферу — далеко за пределы магнитопаузы — в замкнутой модели магнитосферы, где давление частиц уравновешивается давлением магнитного поля. Авторы работы [80] предполагают, что колено Карпентера [43] в распределении электронной плотности, наблюдаемое при $R \approx 4R_E$, вероятно, является внутренней границей области, пронизываемой солнечным ветром. Внутри этой границы плазма захвачена и остается захваченной в течение долгого времени. За пределами границы плазма свободно течет в магнитосфере.

Модель Альвена привлекательна в том смысле, что она допускает проникновение частиц глубоко в магнитосферу, а это бывает необходимо для объяснения ряда наблюдений. Однако в существование электрического поля $\mathscr{E}_{\parallel}$ довольно трудно поверить, и поэтому различные процессы, зависящие от $\mathscr{E}_{\parallel}$, нужно рассматривать с осторожностью, пока не проведены непосредственные измерения $\mathscr{E}_{\parallel}$ [82].

Анализ вертикального распределения частиц в облаках ионизированного бария показал, что эти частицы находятся почти в состоянии гидростатического равновесия. Поэтому можно определить верхний предел значения электрического поля $\mathscr{E}_{\parallel} < 10^{-2}$ *мв/м*. Если это типичная величина поля, то $\mathscr{E}_{\parallel}$ в ионосфере в зоне сияний достаточно мала, и им можно пренебречь в большинстве случаев. Например, если на силовой линии зоны сияний между Землей и экватором существует электрическое поле порядка 10^{-2} *мв/м*, то разность потенциалов должна быть меньше чем 1 *кв*.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sugiura M., Heppner J. P. The Earth's Magnetic Field. Edit. W. N. Hess in Introduction to Space Science, Gordon and Breach, 1965.
2. Dessler A. J., Parker E. N. J. Geophys. Res., **64**, 2239 (1959).
3. Dessler A. J. et al. J. Geophys. Res., **66**, 3631 (1961).
4. Piddington J. H. J. Geophys. Res., **65**, 93 (1960).
5. Chapman S., Ferraro V. C. A. Terrestr. Magnetism and Atmos. Elec., **37**, 147, 421 (1932).
6. Singer S. F. Trans. Am. Geophys. Union, **38**, 175 (1957).
7. Schopke N. J. Geophys. Res., **71**, 3125 (1966).
8. Dessler A. J., Vestine E. H. J. Geophys. Res., **65**, 1069 (1960).
9. Cahill L. J., Bailey D. H. Trans. Am. Geophys. Union, **46**, 5055 (1962).
10. Dolginov Sh. et al. Investigation of the Earth's Magnetosphere in the Region of the Radiation Belts ($3-6R_E$) in February—March 1964. Space Res., 6, Spartan Book, 1966.

10a. Frank L. A. J.Geophys. Res., **72**, 3753 (1967).

11. Cahill L. J. J. Geophys. Res., **71**, 4505 (1966).
12. Freeman J. W. J. Geophys. Res., **67**, 921 (1962).
13. Hilton H. H. et al. Measurements of Fluxes of Low Energy Protons and Electrons with a Faraday Cup Detector. In Aerospace Corp. Rept. SSD-TR-66-41, Compilation of Scientific Results from the SSG/Aerospace P11 Radiation Monitoring Satellite 1964—45a (March 1966).
14. Hoffman R. A., Bracken P. A. J. Geophys. Res., **70**, 3541 (1965).
15. Liemohn H. J. Geophys. Res., **66**, 3593 (1961).
16. Prag A. B. et al. J. Geophys. Res., **71**, 3141 (1966).
17. Frank L. A. U. of Iowa Dept. of Phys. and Astron. Rept. 66—8, 1966.
18. Akasofu S. I. Planetary Space Sci., **12**, 905 (1964).
19. Cloutier P. A. Planetary Space Sci., **14**, 809 (1966).
20. Brandt J. C., Hunten D. M. Planetary Space Sci., **14** (1), 95 (1966).
21. Gringauz K. I. Some Results of Experiments in Interplanetary Space by Means of Charged Particle Traps on Soviet Space Probes. Proc. of the Second Internat. Space Sci. Sympos. Florence, Italy, 539—553, April 10—14, 1961.
22. Gringauz K. I. Space Res., **3**, 432 (1963).
23. Gringauz K. I. et al. Measurements Made in the Earth's Magnetosphere by Means of Charged Particle Traps Aboard the Mars I Probe. Proc. Fourth Internat. Space Sci. Sympos. Warsaw, Poland, 621—626, June 4—10, 1963.
24. Freeman J. W. J. Geophys. Res., **69**, 1691 (1964).
25. Van Allen J. A. J. Geophys. Res., **69**, 1011 (1964).
26. Gringauz K. I. J. Geophys. Res., **69**, 1007 (1964).
27. Serbu G. P. Space Res., **5**, 564 (1965).
28. Serbu G. P., Maier E. J. R. J. Geophys. Res., **71**, 3755 (1966).

29. Безруких В. В. и др. В сб. «Исследования космического пространства», М., «Наука», **418**, 1965.
30. Bame S. J. et al. Phys. Rev. Lett., **16**, 138 (1966).
31. Dalgarno A. Ann. Geophys., **20**, 65 (1964).
32. Hartman P. J., Hoerlin H. Bull. Am. Phys. Soc., Ser. II, **7**, 69 (1962).
33. Гальперин Ю. И. «Бюл. АН СССР. Сер. геофиз.», № 2, 174 (1962).
34. O'Brien B. J. J. Geophys. Res., **67**, 3687 (1962).
35. O'Brien B. J. et al. J. Geophys. Res., **70**, 161 (1965).
36. Чемберлен Дж. В. Физика полярных сияний и излучения атмосферы. Перев. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1963.
37. Ivanov-Kholodny G. S. Planetary Space Sci., **10**, 219 (1963).
38. Mariani F. J. Atmos. Sci., **20**, 479 (1963).
39. Megill L. R., Carleton N. P. J. Geophys. Res., **69**, 101 (1964).
40. Helliwell R. A. Whistlers and Related Ionospheric Phenomena, Stanford U.P., Stanford, Calif., 1965.
41. Helliwell R. A. et al. J. Geophys. Res., **61**, (1), 139 (1956).
42. Storey L. R. O. Whistler Theory, Monography on Radio Noise of Terrestrial Origin. Edit. F. Horner, American Elsevier, 1962.
43. Carpenter D. L. J. Geophys. Res., **68**, (6), 1675 (1963).
44. Angerami J. J., Carpenter D. L. J. Geophys. Res., **71** (3), 711 (1966).
45. Carpenter D. L. J. Geophys. Res., **71**, 3, 693 (1966).
46. Corcuff Y., Delaroche M. Compt. Rend., **258**, 650 (January 13, 1964).
47. Cole K. D. J. Geophys. Res., **69**, 3595 (1964).
48. Gallet R. M., Helliwell R. A. J. Res. Nat. Bur. Std., **63**, 21 (1959).
49. Wentworth R. C., Tepley L. R. J. Geophys. Res., **67**, 3335 (1962).
50. Jacobs J. A., Watanabe T. Planetary Space Sci., **11**, 869 (1963).
51. Tepley L. R., Wentworth R. C. J. Geophys. Res., **67**, 3317 (1969).
52. Lokken J. E. et al. Nature, **192**, 319 (1961).
53. Cornwall J. M. J. Geophys. Res., **69**, 1251 (1954).
54. Brice N. M. J. Geophys. Res., **69**, 4515 (1964).
55. Obayashi T. J. Geophys. Res., **70**, 1069 (1965).
56. Jacobs J. A., Watanabe T. J. Atmospheric Terrestr. Phys., **26**, 825 (1964).
57. Cornwall J. M. J. Geophys. Res., **71**, 2185 (1966).
58. Davis L. R., Williamson J. M. Space Res., **3**, 365 (1963).
59. Wentworth R. C. J. Geophys. Res., **69**, 2689 (1964).
60. Kennel C. F., Petschek H. E. J. Geophys. Res., **71**, 1 (1066).
61. Gold T. J. Geophys. Res., **64**, 1219 (1959).
62. Axford W. I., Hines C. O. Canad. J. Phys., **39**, 1433 (1961).
63. Sonnerup B. U. O., Laird M. J. J. Geophys. Res., **68**, 131 (1963).
63a. Freeman J. W., Magnire J. J. On the Variability of Particle Phenomena at the Geostationary Orbit via the ATS—1 Satellite. Dept. of Space Sci. Rept. Rice University, Houston, Texas, Sept., 1967.
64. Taylor H. E., Hones E. W., Jr. J. Geophys. Res., **70**, 3605 (1965).
66. Chapman S., Bartels J. Geomagnetism. Clarendon, 1940.
67. Silsbee H. C., Vestine E. H. Terr. Mag. and Atmos. Elect., **47**, 195 (1942).
68. Fejer J. A. J. Atmospheric Terrestr. Phys., **4**, 184 (1953).
69. Dungey J. W. Phys. Rev., Lett., **6**, 47 (1961).
70. Levy R. H. et al. Aerodynamic Aspects of the Magnetospheric Flow. Avco Everett Res. Rept. № 170 (December 1963).
71. Sugiura M., Chapman S. The Average Morphology of Geomagnetic Storms with Sudden Commencements. Abh. Akad. Wiss. Gottingen Math.-Phys. Kl. Sonderheft, **4** (1960).
72. Fairfield D. H. J. Geophys. Res., **68**, 3589 (1963).
73. Taylor H. E. J. Geophys. Res., **71**, 5135 (1966).
74. Hones E. W. J. Geophys. Res., **68**, 1209 (1963).
75. Williams D. J., Mead G. D. J. Geophys. Res., **70**, 3017 (1965).
76. Maeda H. J. Atmospheric Terrestr. Phys., **26**, 1133 (1964).
77. Frank L. A. et al. J. Geophys. Res., **69**, 3155 (1964).
78. Armstrong T. J. Geophys. Res., **70**, 2077 (1965).
79. Fritz T. A., Gurnett D. A. J. Geophys. Res., **70**, 2485 (1965).
79a. Foppl H. et al. Planetary Space Sci., **13**, 95 (1965).
80. Alfven H. et al. On the Penetration of Interplanetary Plasma into the Magnetosphere. Proc. of the Plasma Space Sci. Sympos. held at Catholic U. (June, 1963), C. C. Chang and S.S. Huang, eds, Reidel Publ. Co., Holland, 1965.
81. Perrson H. Phys. Fluids, **6**, 1756 (1963).
82. Block L. P. J. Geophys. Res., **71**, 855 (1966).

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие к русскому изданию . . 3
Предисловие автора 4

Глава 1. **Введение** 6

Как это начиналось 6
«Эксплорер-1» и открытие радиационного пояса 11
Краткие выводы 18
Наши задачи 20
Литература 21

Глава 2. **Движение частиц в магнитном поле** 22

Приближение ведущего центра . 22
Ускорение частиц 31
Магнитное поле Земли 33
Теорема Лиувилля 36
Адиабатические инварианты . . 40
Уравнения, описывающие плазму 45
Системы координат 48
Пространственные распределения 53
Литература 55

Глава 3. **Источники частиц и механизмы их потерь** 56

Источники 56
Механизмы потерь 73
Литература 79

Глава 4. **Внутренняя зона радиационного пояса** 81

Протоны высоких энергий . . . 81
Электроны 107
Прочие частицы 110
Литература 111

Глава 5. **Искусственные радиационные пояса** 113

Введение 113
Бомба как источник заряженных частиц 113
Операция «Морская звезда» . . 117
Высотные взрывы, осуществленные в СССР 126
Распад электронов 129
Литература 152

Глава 6. **Протоны и электроны во внешнем поясе радиации** 154

Протоны 154
Электроны 179
Литература 208

Глава 7. **Внешняя граница зоны захваченной радиации** 211

Магнитопауза 211
Магнитосфера — открытая или закрытая? 220
Высокоширотная граница области захваченной радиации 228
Внешняя граница области захваченной радиации 231
Геомагнитный хвост 235
Неустойчивости 248
Ударная волна и область турбулентной плазмы 256
Ускорение в переходной области 275
Радиационные пояса на других планетах 278
Луна 279
Литература 281

Глава 8. **Полярные сияния** . . . 285

Введение 285
Рентгеновское излучение 290
Энергетический спектр и интенсивность частиц зоны сияний . 293
Процессы, связанные с полярными сияниями 297
Связь с радиационными поясами 301
Теории полярных сияний . . . 302
Движение частиц вблизи нулевого значения магнитного поля . 305
Литература 311

Глава 9. **Синхротронное излучение** 313

Теория 313
Эксперимент «Морская звезда» . 317
Радиоизлучение Юпитера 317
Природа нетеплового излучения Юпитера 321
Литература 325

Глава 10. **Малоэнергичные частицы** 326

Введение 326
Магнитные бури 326
Измерения при помощи ионных ловушек 336
Оптическое излучение 338
Свистящие атмосферики 338
Всплески ОНЧ-излучения и микропульсации 339
Перестановка силовых линий . . 340
Электрические поля 343
Литература 350