

ИССЛЕДОВАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И ЗЕМНОГО КОРПУСКУЛЯРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПОЛЕТАХ РАКЕТ И СПУТНИКОВ

С. Н. Вернов и А. Е. Чудаков

Запуск искусственных спутников Земли впервые дал возможность получить сведения о космическом пространстве, окружающем Землю. Плотность вещества на больших расстояниях от Земли столь мала, что в этих условиях суммарная энергия быстрых частиц оказывается сравнимой с кинетической энергией атомов среды, энергией магнитного поля и др. Поэтому свойства космического пространства определяются процессами перехода энергии к частицам высоких энергий и обратно. В отличие от этого на высотах в несколько десятков километров энергия, заключенная в частицах высоких энергий, ничтожно мала по сравнению с суммарной энергией движения всех атомов атмосферы. В этих условиях на состояние атмосферы могут влиять лишь солнечные лучи, кванты которых обладают весьма малой энергией.

Наиболее интересным результатом измерений, выполненных в СССР и США с помощью спутников и космических ракет, является открытие вблизи Земли нового излучения, состоящего из заряженных частиц, пойманных в ловушку, созданную магнитным полем Земли. Как будет показано ниже, интенсивность этого излучения столь велика, что оно может вызвать размагничивание магнитного поля Земли. Новое излучение состоит из частиц, обращающихся вокруг Земли. Оно возникло лишь благодаря изменению свойств космического пространства вблизи Земли вследствие наличия магнитного поля. По этой причине мы считаем разумным назвать это излучение земным корпускулярным излучением (ЗКИ).

В настоящей статье будут изложены исследования, выполненные при полетах советских спутников и космических ракет.

§ 1. АППАРАТУРА

Для регистрации излучений в космическом пространстве нами использовались газоразрядные и сцинтилляционные счетчики.

С помощью газоразрядных счетчиков измерялось общее число электрически заряженных частиц, пролетающих сквозь счетчик. Сцинтилляционный счетчик позволял производить анализ излучений. С помощью фотоумножителя регистрировались случаи различного энергосвечения в кристалле иодистого натрия. Таким образом, можно было раздельно определить число квантов рентгеновских лучей (энергосвечение 40—500 кэв),

словами, импульс анодного тока возрастает с ростом энерговыделения в кристалле, лишь пока последнее меньше $2 \cdot 10^6$ эв. В дальнейшем наступает насыщение. Релятивистские частицы, пролетающие по диаметру сквозь кристалл, дают энерговыделение $2 \cdot 10^7$ эв, что превосходит значение, соответствующее насыщению, в 10 раз. По этой причине при измерении анодного тока вклад, вносимый этими релятивистскими частицами, будет занижен примерно в 10 раз. Измеряя одновременно ток одного из промежуточных диодов и анодный ток, можно определить, за счет каких частиц создается основная часть ионизации в кристалле.

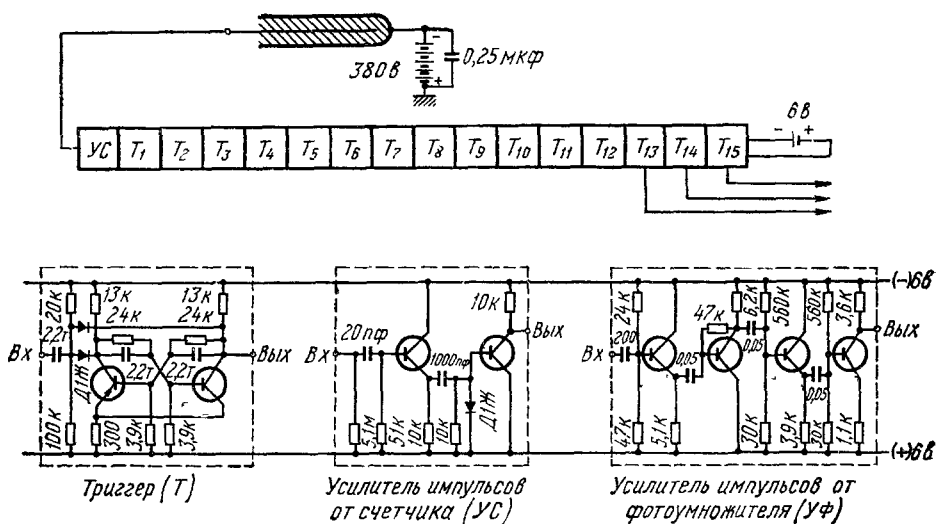


Рис. 2. Блок-схема газоразрядного счетчика и принципиальная схема типовых элементов электроники.

Электроника—усилители, пересчетные схемы и др. были выполнены с помощью полупроводников. Питание счетчиков и фотоумножителей осуществлялось от сухих батарей.

На рис. 1 и 2 представлены схемы основных узлов бортовой аппаратуры.

§ 2. ВНЕШНЯЯ ЗОНА ЗЕМНОГО КОРПУСКУЛЯРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

На втором советском искусственном спутнике Земли было установлено два газоразрядных счетчика.

С 3 по 9 ноября 1957 г. были получены данные об интенсивности излучений над территорией СССР на высотах 225—700 км¹. Было установлено, что на средних широтах наблюдается медленный рост интенсивности с высотой, соответствующий уменьшению тени Земли и максимального импульса частиц, отклоняемых земным магнитным полем. Вместе с тем при нескольких пролетах спутника севернее 60-й географической параллели было обнаружено аномальное возрастание числа частиц. Особенно сильное увеличение интенсивности было наблюено 7 ноября 1957 г.

На рис. 3 изображены результаты измерений от 4 час. 35 мин. до 4 час. 50 мин. московского времени. Пунктиром показано изменение интенсивности, наблюдаемое, в среднем, при других пролетах спутника на тех же широтах. Из рисунка видно, что оба прибора в хорошем согласии друг с другом показывают возрастание числа частиц более чем на 50%. Интенсивность космического излучения в этот момент времени оставалась

постоянной. Поэтому очевидно, что наблюдаемое явление свидетельствует о наличии частиц малых энергий.

На третьем советском искусственном спутнике Земли, запущенном 15 мая 1958 г., был установлен сцинтилляционный счетчик. С помощью

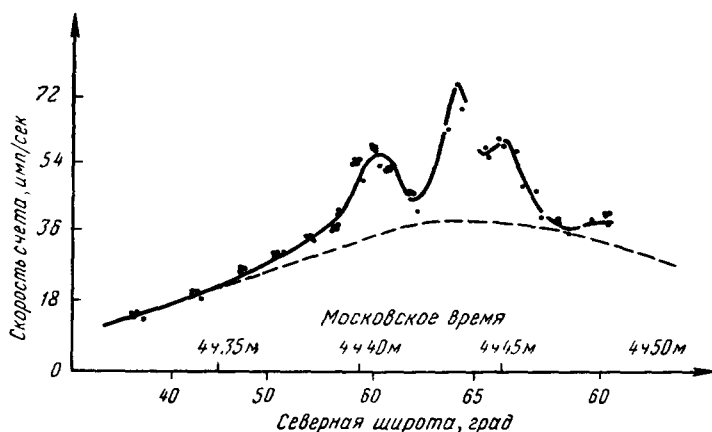


Рис. 3. Пример регистрации повышенной интенсивности в высоких широтах на втором спутнике 7.XI.57 г.
Пунктир—обычный ход интенсивности.

этого счетчика регистрировалось: 1) число случаев энергосвечения в кристалле более 35 кэв; 2) ток анода фотоумножителя и 3) ток одного из промежуточных диодов. Оказалось, что при каждом пролете того района,

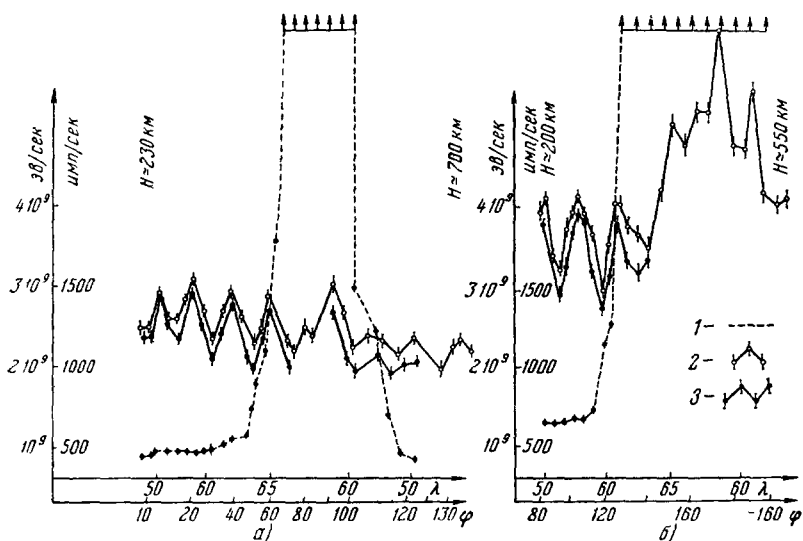


Рис. 4. Типичные примеры записи показаний сцинтилляционного счетчика в высоких широтах северного полушария.

По оси абсцисс—широта λ , долгота ϕ и высота H полета третьего спутника
1—темп счета, 2—ионизация в кристалле по изменению тока диода, 3—ионизация в кристалле по измерениям тока анода.

где наблюдались возрастания интенсивности при полете второго спутника, темп счета сцинтилляционного счетчика (порог 35 кэв) увеличивался в 10 или более раз.

На рис. 4 показаны образцы записей, полученных при пролетах третьего спутника в районах северных широт.

Есть случаи, когда наблюдается лишь возрастание темпа счета, а ионизация в кристалле практически не изменяется (рис. 4, а). В других случаях (рис. 4, б) одновременно с увеличением темпа счета отмечается также возрастание ионизации. Имея данные об увеличении как ионизации, так и темпа счета, можно определить природу регистрируемого излучения. Оказалось, что в среднем энерговыделение в кристалле не превосходит 100 кэв. Это означает, что сцинтилляционный счетчик регистрирует рентгеновское излучение, возникшее в результате бомбардировки корпуса спутника электронами малых энергий.

Таким образом, в результате измерений, выполненных на втором и третьем советских искусственных спутниках Земли, было впервые показано² наличие внешнего радиационного пояса Земли, состоящего из большого числа электронов с энергией порядка 100 кэв. Было также установлено, что этот пояс резко ограничен районом высоких широт.

Расположение внешней зоны ЗКИ относительно Земли

Обработка записей, полученных при полете третьего спутника, позволяет установить границы внешней зоны. На рис. 5 показаны координаты входа и выхода спутника из северной части внешней зоны.

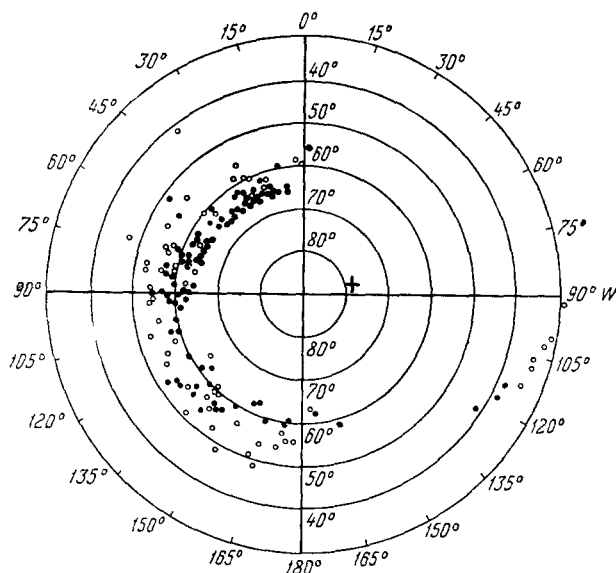


Рис. 5. Карта, показывающая места входа (точки) и выхода (кружки) третьего спутника из внешней зоны со стороны низких широт в северном полушарии.

Кружки соответствуют большей высоте полета. Данные за интервал времени с 15.V по 18.VI.58 г.; крестиком отмечен геомагнитный полюс.

При движении спутника с юга на север в широких пределах широт темп счета случаев с энерговыделением более 35 кэв не изменяется, а при достижении внешней зоны резко возрастает. Как видно из рис. 4, это возрастание столь быстрое, что граница зоны устанавливается вполне определенно. При нахождении координат, изображенных на рис. 5, было принято за начало зоны то место, где темп счета равен 1000 импульсов в секунду. Это значение почти в два раза превосходит интенсивность вне

зоны и поэтому совершенно надежно устанавливает факт нахождения спутника во внешней зоне. С другой стороны, во всех без исключения 300 случаях вхождения спутника во внешнюю зону интенсивность возрастала значительно больше чем в два раза*).

Точками на рис. 5 изображены координаты входа, а кружочками — координаты выхода из внешней зоны в сторону меньших широт. Для восточного полушария средняя точка входа соответствует географической широте $\lambda = 60,5^\circ$ и высоте 270 км, а средняя точка выхода $\lambda = 55,5^\circ$ и высоте 600 км. Эти точки находятся на различных силовых линиях магнитного поля. Силовая линия магнитного диполя Земли, проведенная через точку $\lambda = 55,5^\circ$ и $H = 600$ км на высоте $H = 270$ км, пройдет через точку с $\lambda = 57^\circ$, где практически отсутствуют электроны. Таким образом, мы видим, что вдоль силовой линии магнитного поля Земли по мере удаления от Земли наблюдается резкий рост интенсивности. Аналогичным образом силовая линия, проведенная через точку $\lambda = 60,5^\circ$ и $H = 270$ км на высоте $H = 600$ км, пройдет через точку с $\lambda = 59^\circ$, где интенсивность много больше чем 1000 импульсов в секунду, измеренных на этой же силовой линии на высоте 270 км.

Электроны столь малых энергий, как 100 кэв, могут двигаться в магнитном поле Земли лишь по винтовым линиям малого радиуса вокруг силовых линий. Если бы не существовало магнитной ловушки вблизи Земли, то поток электронов мог бы лишь слабо изменяться при движении вдоль магнитных силовых линий. Однако если магнитное поле создает ловушку для частиц, то они совершают колебания из северного полушария в южное и обратно. В таком случае должно наблюдаться резкое возрастание интенсивности по мере удаления от Земли вдоль магнитной силовой линии (см. § 5 статьи). Таким образом, изложенные данные доказывают, что существование зоны высокой интенсивности обусловлено наличием магнитной ловушки вблизи Земли.

Для того чтобы проследить изменение интенсивности на больших расстояниях от Земли, необходимо прежде всего рассмотреть данные, полученные при пролетах третьего советского спутника в южном полушарии. Район Антарктиды спутник пролетал на высоте около 1800 км. Поэтому при пролете Антарктиды наблюдалось значительно большее возрастание ионизации, чем при пролете спутника в северном полушарии, где его высота в пределах внешней зоны была 300—500 км. В северной части внешней зоны возрастание ионизации в кристалле из-за действия излучений этой зоны в среднем составляло $5 \cdot 10^8$ эв в секунду. В Антарктиде та же величина была равна $2 \cdot 10^{10}$ эв в секунду. Таким образом, при увеличении высоты от 400 км до 1800 км интенсивность выросла в 40 раз. При пролете первой советской космической ракеты была определена максимальная интенсивность в пределах внешней зоны. Оказалось, что максимум интенсивности наблюдается на расстоянии около 26 000 км от центра Земли. В этой точке ионизация равна $3 \cdot 10^{11}$ эв в секунду, то есть еще в 15 раз больше, чем на высоте 1800 км.

Таким образом, мы видим, что по мере удаления от Земли вдоль одной и той же силовой линии интенсивность значительно возрастает. Как уже было указано выше, это показывает, что электроны оказываются пойманными в магнитную ловушку, образованную около Земли.

В южном полушарии произведено много записей, когда спутник проходил близко к магнитному полюсу. Поэтому удалось обнаружить гра-

*) Авторы весьма признательны всем организациям и лицам, приславшим записи сигналов третьего советского спутника. Большой интерес представляют записи, присланные Адишоу и Портером (США), Элви из Аляски, Лоуэллом, Девисом и Петерсоном из Англии и Франком, Герцем и Огильви из Австралии.

ницу внешней зоны со стороны больших широт. Было установлено, что на геомагнитных широтах, больших $65-70^\circ$, электронное излучение практически исчезает. На рис. 6 показаны данные измерений в районе Антарктики*). Точками изображены координаты выхода из зоны при приближении спутника к магнитному полюсу, а кружками—координаты входа при удалении спутника от полюса.

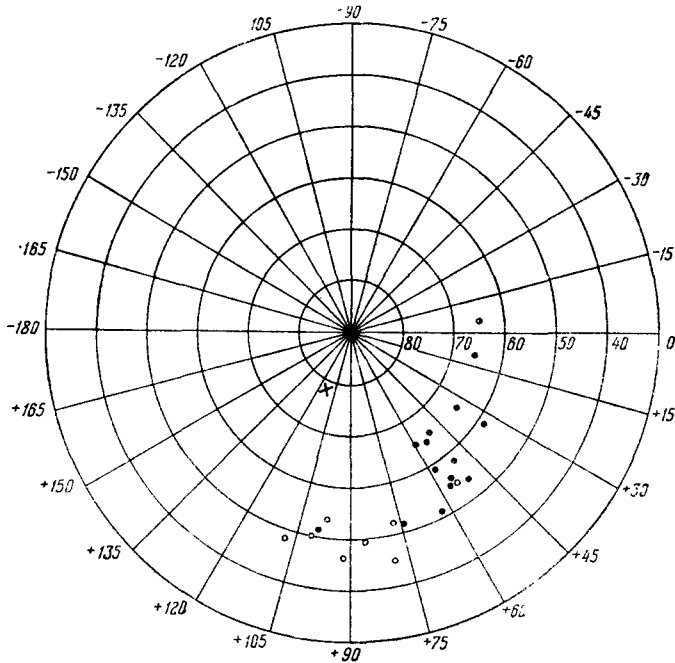


Рис. 6. Карта, показывающая места входа (кружки) и выхода (точки) третьего спутника из внешней зоны со стороны высоких широт в южном полушарии.

Точки соответствуют большей высоте полета. Данные за интервал времени с 20.V по 10.VI.58 г. Крестиком отмечен геомагнитный полюс.

При полете первой советской космической ракеты было определено, на какие расстояния от Земли простирается внешняя зона³. На рис. 7 изображены трассы первой и второй космических ракет, силовые линии дипольного земного магнитного поля и изменение интенсивности вдоль трассы ракеты.

Так как система координат, связанная с магнитным диполем Земли, вращается вокруг земной оси, то в этой системе координат трасса ракеты на больших расстояниях от Земли не является прямой линией. У силовых линий указаны значения тех широт, на которых эти силовые линии пересекают поверхность Земли. Из рис. 7 видно, что максимум интенсивности излучения 2 января 1959 г. наблюдался на расстоянии 26 000 км от центра Земли (в качестве меры интенсивности отложена ионизация в кристалле). При больших удалениях от Земли интенсивность излучения резко падает. На расстоянии 40 000 км при нахождении ракеты на магнитной силовой линии 67° интенсивность уже в 10 раз меньше, чем в максимуме.

Сопоставляя данные о наружной границе внешней зоны, полученные в Антарктике и при полете первой космической ракеты, мы видим, что

*) Авторы признательны сотрудникам Антарктической экспедиции, осуществившим запись сигналов третьего советского спутника.

они в первом приближении соответствуют тому, что силовые линии магнитного поля на больших расстояниях, вплоть до 50 000 км от Земли, расположены в согласии с расчетом для поля диполя.

Однако вблизи поверхности Земли, как видно на рис. 5 и 6, границы внешней зоны отклоняются от геомагнитных параллелей. Как показало

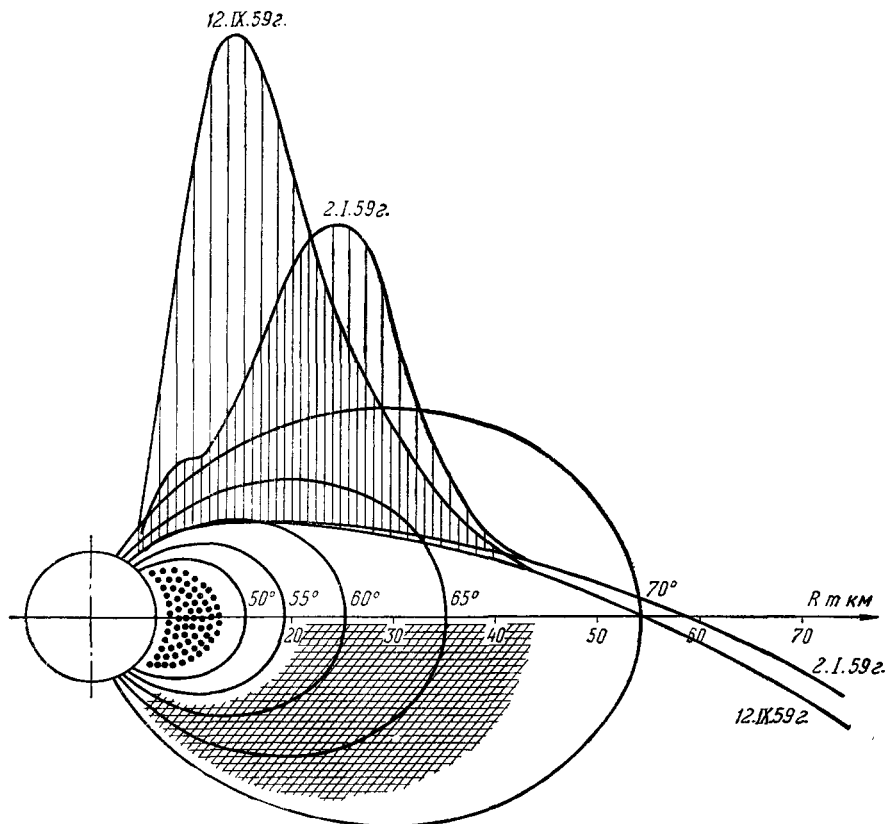


Рис. 7. Траектории первой и второй космических ракет в геомагнитных координатах.

Вертикальные линии, опирающиеся на траектории, показывают интенсивность в данной точке (по измерениям ионизации в кристалле иодистого натрия). Магнитные силовые линии обозначены по геомагнитной широте, на которой они пересекают поверхность Земли (магнитное поле считается полем диполя с координатами геомагнитного полюса $78,5^\circ$ с. ш. и 69° в. д.). Точками обозначена внутренняя зона, крестообразной штриховкой — внешняя.

сопоставление, сделанное Е. В. Горчаковым, границы внешней зоны совпадают с изохазмами, т. е. линиями равной вероятности полярных сияний.

Известно, что существуют две области, где полярные сияния наблюдаются достаточно часто. Одна из этих областей простирается от 60 до 70° геомагнитной широты и другая наблюдается на больших широтах (около 80°). Эффективные границы внешней зоны соответствуют в среднем геомагнитным широтам 55° и 65° . Таким образом, одна из областей, в которой наблюдаются полярные сияния, частично совпадает с наружной частью внешней зоны, но выходит за ее пределы. Другая же область (около 80°) лежит заведомо вне пределов внешней зоны. В связи с этим было бы естественно ожидать различия в характере полярных сияний в обеих областях. Исходя из изложенных ниже данных о составе частиц во внеш-

ней зоне, можно убедиться, что запасенная во внешней зоне энергия излучений достаточна для создания полярных сияний в течение недели. Поэтому полярные сияния во внутренней области (широты $55-65^\circ$) могут быть, хотя бы частично, обусловлены вторжением в верхнюю часть атмосферы электронов, находящихся во внешней зоне. С другой стороны, в полярной области ($\sim 80^\circ$) все полярные сияния должны возникать непосредственно в результате внедрения корпускулярного потока.

Из рис. 7 видно, что пространственное расположение внешней зоны 2.I. 59 г. и 12.IX. 59 г. неодинаково. 12 сентября максимум наблюдается на расстоянии 17 000 км от центра Земли, т. е. на 9000 км ближе к поверхности Земли, чем 2 января. Вместе с тем в поведении кривых за максимумом значительной разницы не наблюдается.

Наблюдаемое сильное смещение максимума, возможно, не означает очень существенного изменения в пространственном расположении зоны, так как вернее всего, что положение максимума при пересечении зоны трассой ракеты на больших расстояниях от Земли определяется не столько высотой, сколько пересечением данной силовой линии. 2 января максимум наблюдается на силовой линии 63° , а 12 сентября—на силовой линии 59° . Таким образом, следует ожидать, что вблизи Земли середина зоны, а возможно, и ее внутренняя граница 12.IX сместились на 4° относительно их положения 2 января. Как видно из рис. 5 и 6, колебания такого масштаба в положении границ внешней зоны наблюдаются довольно часто. Возможно, что флуктуации интенсивности, о которых будет идти речь ниже, в основном связаны с этим явлением. Флуктуации расположения внешней зоны связаны, по-видимому, с переменным характером воздействия солнечных корпускулярных потоков.

С. Ш. Долгинов обратил наше внимание на тот факт, что полеты 2.I и 12.IX отличались между собой по времени, прошедшему после ближайшей к полету сильной магнитной бури. А именно, этот промежуток времени был 2.I гораздо больше, чем 12.IX. Если такая корреляция не является случайной, то следует предполагать, что после магнитной бури центральная часть внешней зоны постепенно перемещается в сторону внешней области магнитного поля.

Как уже указывалось выше, опытами, выполненными на третьем советском спутнике Земли, было показано, что излучение во внешней зоне состоит из электронов с энергией в среднем около 100 кэв. На первой советской космической ракете были получены данные, подтверждающие этот вывод и позволяющие составить более полное представление о составе частиц во внешней зоне. На рис. 8 изображены результаты, полученные при полете первой космической ракеты. Кривые I, II и III дают изменения с расстоянием от центра Земли числа импульсов в сцинтилляционном счетчике с энергovyделением больше 45, 450 и 4500 кэв соответственно. Кривая IV дает ионизацию, а кривая V—показания газоразрядного счетчика. На протяжении трассы ракеты, пересекающей всю внешнюю зону, регистрируемое указанными выше приборами излучение оказывается тормозным излучением электронов, поглощающихся в оболочке спутника (толщина 1 г/см^2). Подъем кривой III на расстояниях 15 000—35 000 км от центра Земли может объясняться не регистрацией частиц с энергией больше 5 Мэв, а наложением импульсов существенно меньшей величины. Форма кривой III говорит в пользу этого предположения, которое полностью подтвердилось в измерениях, выполненных с аналогичным прибором при полете второй космической ракеты. В последнем случае разрешающая способность электроники была улучшена в несколько раз и возрастание кривой III в максимуме составило лишь около 30° от интенсивности космических лучей.

Как видно из рис. 8, в области максимума излучения измерение числа квантов рентгеновских лучей и гамма-лучей невозможно в связи с тем, что их число очень велико. Оценку спектра фотонов, регистрируемых сцинтилляционным счетчиком, можно получить, когда интенсивность излучения достаточно мала, т. е. при выходе космической ракеты из внешнего радиационного пояса. На расстоянии 40 000—50 000 км от центра Земли получаем:

$$N(> 45 \text{ кэв}) : N(> 450 \text{ кэв}) : N(> 4500 \text{ кэв}) = 1 : 10^{-2} : 10^{-5}.$$

Эти данные показывают, что большая часть энергии излучения, падающего

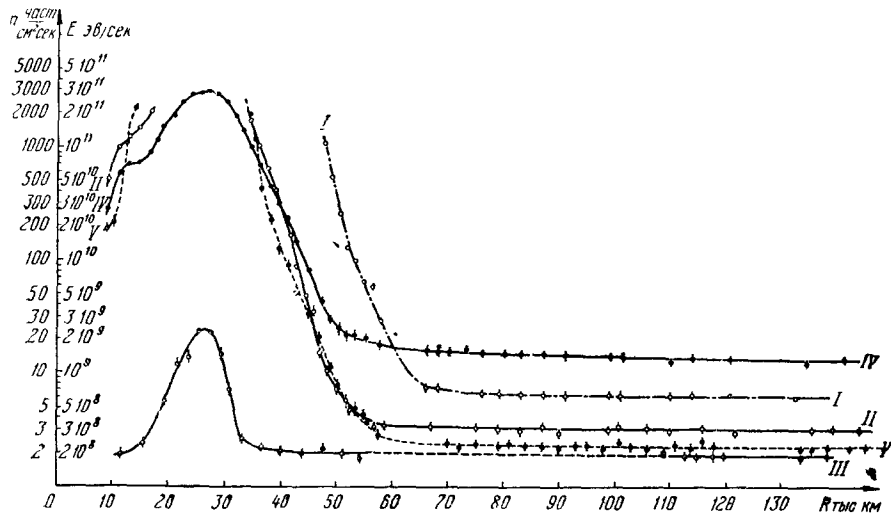


Рис. 8. Зависимость интенсивности от высоты полета первой космической ракеты.

R — расстояние от центра Земли; I, II, III — темп счета с порогом соответственно 45 кэв, 450 кэв и 4,5 Мэв. Темп счета отнесен к единице площади поперечного сечения кристалла (19 см²); IV — суммарная ионизация (полное энерговыделение в кристалле в 1 сек.); V — темп счета газоразрядных счетчиков.

Темп счета отнесен к единице площади поперечного сечения счетчиков (4 и 15 см²). Показания обоих счетчиков находятся в хорошем согласии; при большой интенсивности использованы данные малого счетчика.

на кристалл, принадлежит рентгеновским лучам с энергией 100 кэв или меньше. Для оценки жесткости спектра при большей интенсивности можно воспользоваться сопоставлением данных, полученных с помощью газоразрядного счетчика, с измерениями полной ионизации в кристалле сцинтилляционного счетчика. Как показали осуществленные нами опыты по облучению газоразрядных и сцинтилляционных счетчиков рентгеновскими лучами, создаваемыми электронами с энергией 20—100 кэв, с уменьшением энергии возрастает отношение K темпа счета газоразрядного счетчика к ионизации в кристалле, то есть к потоку энергии рентгеновских лучей. Если мы возьмем значения темпа счета газоразрядного счетчика и ионизации на расстояниях 40 000—50 000 км, то их отношение K соответствует тормозному излучению, создаваемому электронами с энергией порядка 50 кэв. Из рис. 8 мы видим, что при приближении к максимуму как со стороны малых расстояний, так и со стороны больших расстояний отношение K возрастает. Это означает, что в районе максимума кривой ионизации спектр тормозного излучения становится более мягким. Оценки для расстояний 1200 и 33 000 км, где темп счета имеет максимальное измеримое значение, дают величину эффективной энергии 25 кэв.

При полете первой космической ракеты производились также измерения ионизации с помощью второго сцинтилляционного счетчика, кри-

сталл которого был закрыт со стороны свободного пространства лишь алюминиевой фольгой толщиной $1,9 \text{ г/см}^2$. Таким образом, можно было сопоставить поток энергии под этой толщиной и под слоем вещества 1 г/см^2 , которым был закрыт основной сцинтилляционный счетчик.

Из кривой IV рис. 8 видно, что в максимуме кривой ионизация в кристалле основного сцинтилляционного счетчика составляет $3 \cdot 10^{11} \text{ эв} \cdot \text{сек}^{-1}$. Разделив это значение на площадь сечения кристалла и телесный угол, получаем, что поток энергии под слоем алюминия 1 г/см^2 равен $1,5 \cdot 10^9 \text{ эв} \times \times \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}$. Аналогичным путем для второго сцинтилляционного счетчика получаем поток энергии под слоем $1,9 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^2$. Он оказывается равным $2 \cdot 10^{11} \text{ эв} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}$. Соотношение измеренных потоков энергии определяется видом энергетического спектра падающих электронов. Второй счетчик практически регистрировал поток энергии всех электронов с энергией больше 50 кэв . Толщина кристалла второго сцинтилляционного счетчика была достаточно велика ($0,3 \text{ г/см}^2$), чтобы обеспечить измерение потока энергии электронов в интервале $50 \div 1000 \text{ кэв}$. Первый сцинтилляционный счетчик измерял поток энергии рентгеновских лучей, создаваемых электронами с энергией больше 20 кэв (порог определяется поглощением рентгеновских лучей в алюминиевом экране).

Учитывая различие в спектральных характеристиках обоих приборов, в том числе зависимость эффективности образования рентгеновских лучей от энергии падающих электронов, можно сделать некоторые заключения об энергетическом спектре электронов в максимуме внешней зоны.

Если предполагать энергетический спектр степенным, $N(>E) \sim E^{-\gamma}$, то наблюдаемое соотношение потоков энергий, измеренных первым и вторым сцинтилляционными счетчиками, приводит к оценке $\gamma \sim 5$. Такой вид спектра в области энергий $20 \div 100 \text{ кэв}$ согласуется с приведенными выше оценками эффективной энергии. Поток электронов с энергией больше 20 кэв на основании этих данных оценивается в $10^9 \text{ част./см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$.

Приведенный анализ не означает, что показатель спектра γ остается постоянным и в области больших энергий. Как было указано выше, энергетический спектр фотонов в области $45 \div 450 \text{ кэв}$ на краю внешней зоны оказывается относительно жестким ($\gamma \sim 2$). Это говорит о присутствии электронов с энергией порядка одного или нескольких миллионов электрон-вольт. В связи с этим интерпретация наблюдаемого изменения эффективной энергии при перемещении от центра зоны к ее краю может быть двоякой:

1) увеличивается средняя энергия относительно узкой энергетической группы электронов, заключенной в интервале $20 \div 100 \text{ кэв}$. Это справедливо, если эта группа дает основной вклад в ионизацию и показания газоразрядного счетчика;

2) заметный вклад в ионизацию и в показания газоразрядного счетчика дает не только эта группа электронов, но и электроны с энергией $\geq 1 \text{ Мэв}$. Тогда наблюдаемое изменение эффективной энергии может быть связано с изменением относительного вклада второй группы ($E \geq 1 \text{ Мэв}$). Само понятие эффективной энергии в этом случае не дает наиболее распространенной энергии, а может быть заключено между двумя группами. По-видимому, второй вариант является наиболее вероятным. Существование электронов с энергией $1 \div 3 \text{ Мэв}$ было подтверждено в опытах на второй космической ракете с помощью счетчиков, экранированных различными слоями свинца и меди. Поток этих электронов в максимуме составил $\sim 10^5 \text{ част./см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$. В диапазоне энергий $10^5 \div 10^6 \text{ эв}$ большой интенсивности электронов не обнаружено. Эффективная энергия электронов, как она определялась выше, во время полета второй космической

ракеты 12.IX.59 г. оказалась больше, чем при полете первой космической ракеты 2.I.59 г.

Таким образом, мы приходим к представлению о двух энергетических разобщенных группах электронов во внешней зоне: I группа—с энергиями в несколько десятков *кэв* и II группа—с энергиями в несколько *Мэв*. Изменения жесткости излучения внутри внешней зоны в зависимости от географических координат, а также от времени, возможно, вызываются относительными вариациями интенсивности этих двух групп.

Если представлять энергетический спектр I группы, как указано выше, в степенном виде, то экстраполяция его в область малых энергий (5—10 *кэв*) приведет к очень большому числу таких частиц. Между тем число частиц, пойманных в магнитную ловушку, ограничено условием, что плотность энергии этих частиц должна быть меньше плотности энергии магнитного поля $\frac{H^2}{8\pi}$. Поэтому энергетический спектр I группы должен

быть ограничен со стороны малых энергий или, по крайней мере, показатель степенного спектра (γ) должен существенно уменьшаться при энергии порядка 10^4 эв. I группа может играть существенную роль в размагничивании магнитного поля Земли⁴ и разогревании верхних слоев атмосферы. Поток частиц II группы, состоящей из электронов, обладающих энергией в несколько миллионов электрон-вольт, значительно меньше, и поэтому эта группа вряд ли может вызывать указанные выше макроскопические эффекты.

Совсем иное положение складывается под значительными слоями вещества. I группа поглощается в сравнительно тонких слоях вещества, и экран в несколько миллиметров свинца полностью устраняет вредное действие этого излучения. В противоположность этому II группа электронов создает гамма-лучи, обладающие относительно большой проникающей способностью. Так, например, гамма-лучи с энергией 10^6 эв ослабляются слоем свинца толщиной в 1 см всего лишь в два раза. Поэтому вопрос о возможности защиты от этих гамма-лучей может быть решен лишь после того, когда будет точно известен их спектр.

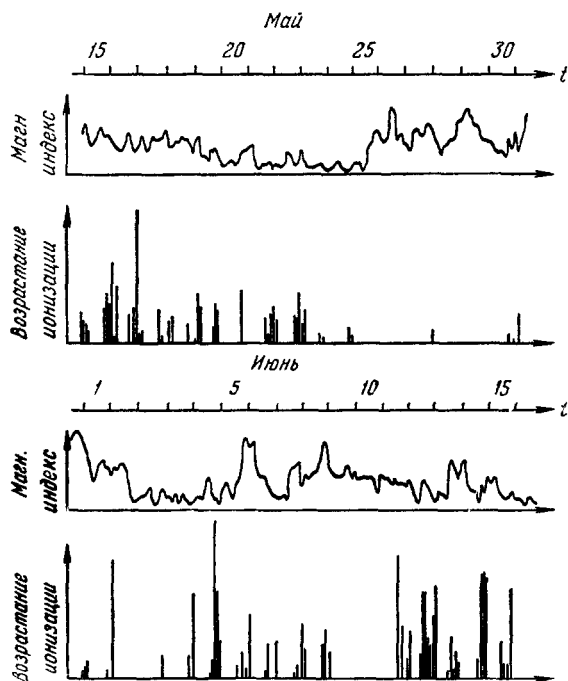


Рис. 9. Величина ионизационного эффекта во внешней зоне в северном полушарии за период с 15.V по 17.VI.58 г. и всемирный магнитный индекс (по трехчасовым интервалам) за то же время.

Стабильность интенсивности во внешней зоне

Данные о возрастании ионизации при входе третьего спутника во внешнюю

зону указывают на большую нестабильность этой зоны. На рис. 9 представлены данные об увеличении ионизации при входе во внешнюю зону в северном полушарии. При этом были использованы лишь те

пролеты третьего спутника, когда можно было получить достаточную точность в измерении ионизации внутри и вне зоны. Была найдена систематическая зависимость возрастания ионизации от долготы. Эта зависимость обусловлена несимметричностью магнитного поля относительно географических координат. Поэтому в данные, изображенные на рис. 9, введена соответствующая поправка на долготный эффект. Из рис. 9 мы видим, что число частиц во внешней зоне резко изменяется, иногда даже больше чем на порядок величины. Изменения интенсивности происходят за сравнительно короткий промежуток времени, измеряемый несколькими часами. Попытки установить корреляцию между этими изменениями интенсивности и другими геофизическими явлениями пока не дали явных результатов. Для иллюстрации этого обстоятельства на рис. 9 представлена также зависимость от времени магнитного индекса.

Обработка данных третьего спутника показывает, что в районе Антарктики колебания интенсивности несколько меньше. В Антарктике спутник пролетает на больших высотах и попадает в область интенсивного излучения. В противоположность этому в северном полушарии он попадает во внешнюю зону лишь на высотах 400—500 км, т. е. вблизи границы зоны со стороны малых высот. Поэтому возможно, что найденные колебания интенсивности соответствуют вертикальным смещениям зоны.

§ 3. ВНУТРЕННЯЯ ЗОНА ВЫСОКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ЗКИ

Первые данные о высокой интенсивности излучения в экваториальных районах на высотах более 1000 км были получены Ван-Алленом с помощью американских спутников альфа и гамма, траектории которых пролегли в диапазоне широт от +30 до -30°. Первые данные о локализации зоны в небольшой области пространства вблизи экватора были получены при полете третьего советского спутника, траектория которого пролегла в диапазоне широт от +65 до -65°. Как будет показано ниже, вблизи Земли внутренняя зона наблюдается на геомагнитных широтах, меньших 45°. Поэтому наружная граница внутренней зоны могла быть определена лишь с помощью спутника, траектория которого заходит в область высоких широт. Траектория третьего советского спутника удовлетворяла этому условию.

Р а с п о л о ж е н и е в н у т р е н н е й з о н ы З К И о т н о с и т е л ь н о З е м л и

На рис. 10 показаны примеры записей, произведенных с борта дизель-электрохода «Обь»), при полете третьего спутника в районе Южной Америки. По оси ординат отложено общее энергосодержание в кристалле, создаваемое всеми видами излучений. Эти данные получены путем измерения тока динода. По оси абсцисс отложены географические координаты третьего спутника (λ —широта и φ —долгота). Из рис. 10 видно, что в области географических широт около 50–55° происходит резкое возрастание общего энергосодержания или, что то же самое, ионизации в кристалле. В пределах внутренней зоны энергосодержание превышает 10^{12} эв·сек⁻¹. Это значение в 1000 раз больше ионизации, создаваемой в кристалле космическими лучами. При энергосодержании более 10^{12} эв·сек⁻¹ точность расшифровки весьма невелика. Поэтому на рис. 10 некоторые точки указаны

*) Авторы благодарны Г. И. Голышеву и В. Г. Корт за организацию этих измерений.

со стрелками, направленными вверх. Это означает, что энерговыделение, возможно, в несколько раз превышает 10^{12} эв·сек⁻¹. В то же время характер радиосигналов показывает, что энерговыделение ни на одной из записей не превосходит 10^{13} эв·сек⁻¹.

На рис. 10 указаны высоты, на которых находился спутник. Из рис. 10, а мы видим, что, несмотря на снижение высоты полета спутника с 1600 км до 1000 км, наблюдается сильное увеличение ионизации, обусловленное вхождением спутника во внутреннюю зону. Это показывает, что внутренняя зона резко ограничена областью малых геомагнитных

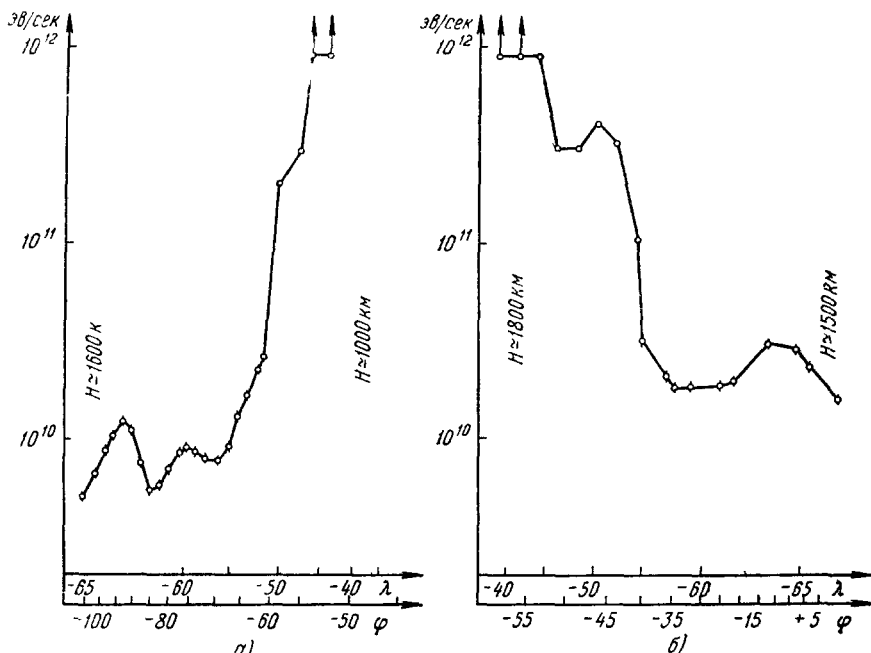


Рис. 10. Типичные образцы записей, выполненных в районе Южной Америки. По оси абсцисс—широта λ , долгота φ и высота H полета третьего спутника. По оси ординат—энергия, выделяемая в кристалле за 1 сек. (ионизация по измерениям тока динода).

широт. При движении спутника с юга на север (прямые витки) высота спутника значительно больше, чем на обратных витках (движение с севера на юг). Поэтому сопоставление данных, полученных на прямых и обратных витках в районе Южной Америки, позволяет определить зависимость границы внутренней зоны от высоты. Обработка результатов этих измерений позволила установить, что граница внутренней зоны на высоте 1800 км лежит примерно на 4° южнее, чем на высоте 1200 км. Это означает, что интенсивность излучения сильно возрастает по мере удаления от Земли вдоль магнитной силовой линии. Действительно, силовая линия, проходящая через точку, находящуюся на высоте 1800 км и широте λ_1 , пройдет на высоте 1200 км сквозь точку, лежащую на широте $\lambda_2 > \lambda_1$. Поэтому, если первая точка является наружной границей зоны, то вторая точка заведомо находится вне зоны. Напомним, что, как указано выше, на высоте 1200 км граница зоны находится на широте $\lambda_3 = \lambda_1 - 4^\circ$. Отсюда $\lambda_2 > \lambda_3$. Следовательно, сопоставляя измерения, выполненные на одной и той же магнитной силовой линии, мы приходим к выводу, что имеется очень резкий рост интенсивности при удалении от Земли вдоль силовой линии. Это является экспериментальным доказательством того, что входящие в со-

став внутренней зоны частицы совершают колебания вдоль силовых линий. Иными словами, внутренняя зона, так же как и внешняя зона, обусловлена созданной магнитным полем Земли ловушкой для частиц.

Записи сигналов третьего спутника вблизи геомагнитного экватора показали, что в районе Южной Америки внутренняя зона наблюдается вплоть до сравнительно небольших высот, а именно 600 км. С другой стороны, измерения сигналов третьего спутника, проведенные в Австралии, показали, что в этом районе нижняя граница внутренней зоны лежит значительно выше, более 1600 км.

Систематические данные о расположении внутренней зоны были получены путем изучения фосфоресценции кристалла подистого натрия.

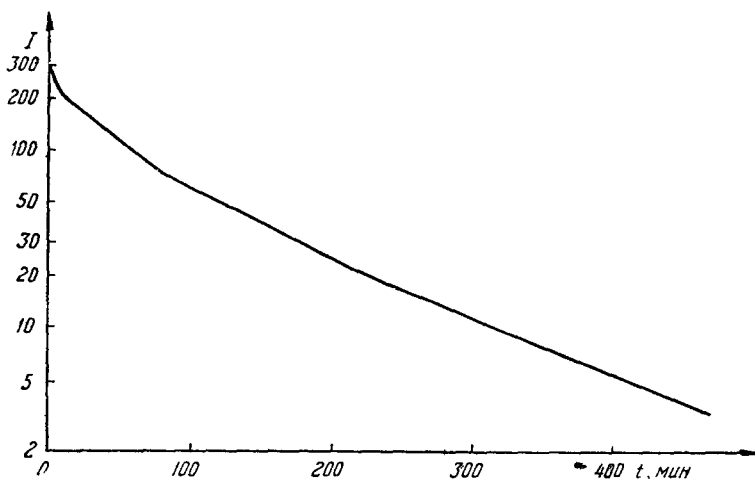


Рис. 11. Зависимость интенсивности фосфоресценции кристалла подистого натрия от времени после облучения.

(Облучение рентгеновскими лучами длилось 40 мин. и создавало свечение кристалла, в 140 раз большее, чем фосфоресценция в момент $t=0$.)

Из-за фосфоресценции наш прибор обладал своеобразной памятью. На рис. 11 показана кривая высвечивания кристалла, полученная при контрольных опытах. Для этой цели кристалл кратковременно облучался рентгеновскими лучами, после чего измерялся ток в фотоумножителе как функция времени. Из рис. 11 видно, что эта зависимость такова, что оказывается возможным измерение дозы облучения кристалла при пролете спутника в пределах внутренней зоны. Мы располагаем многочисленными записями, произведенными на территории СССР, то есть в районе, расположенном между внутренней и внешней зонами, где интенсивность «местного» излучения достаточно мала и постоянна. Между пролетом спутника в пределах внутренней зоны и моментом наблюдения фосфоресценции в кристалле проходит 20–50 мин. Как мы видим из рис. 11, в этом участке интенсивность фосфоресценции изменяется довольно слабо. Поэтому измеренная величина энерговыделения характеризует дозу облучения кристалла при прохождении спутника через внутреннюю зону. Вместе с тем за время оборота спутника (около 100 мин.) фосфоресценция уменьшается достаточно сильно. Поэтому эффект, связанный с облучением кристалла при предыдущих пролетах внутренней зоны, достаточно мал. На рис. 12 изображена зависимость фосфоресценции кристалла (нижняя кривая—кружки) от долготы точки пересечения географического экватора с траекторией спутника на прямых витках.

Зная интенсивность излучения во внутренней зоне по прямым измерениям, которые были описаны выше, и кривую высвечивания кристалла (см. рис. 11), можно было оценить абсолютную величину интенсивности фосфоресценции. Экспериментальные данные, показанные на рис. 12,

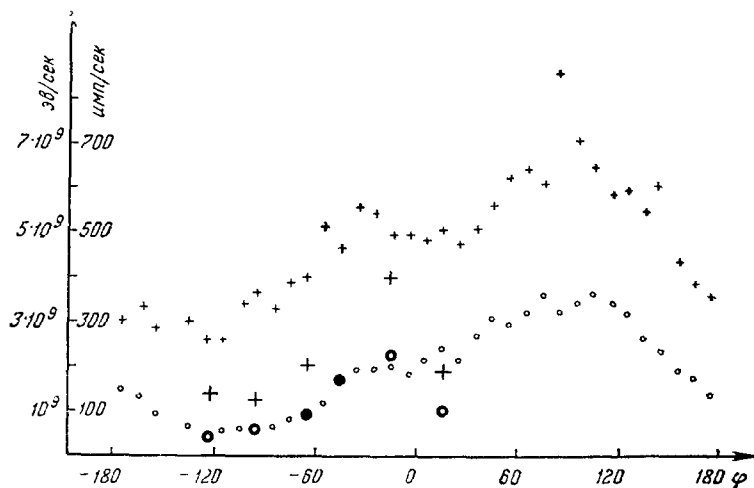


Рис. 12. Зависимость интенсивности фосфоресценции и темпа счета от положения орбиты третьего спутника относительно географических координат.

По оси абсцисс—долгота пересечения экватора при движении спутника с юга на север. o —понижения вне зон высокой интенсивности; $+$ —темпа счета с порогом 35 кэв вне зон высокой интенсивности (данные за время с 17.V по 7.VI.58 г.); \odot , $+$ —то же 15.V.58 г.

хорошо согласуются с такой оценкой. Наибольшее значение фосфоресценции наблюдается при долготе пересечения экватора $\varphi = 100^\circ$. Это соответствует траектории спутника, проходящей на обратном витке сквозь

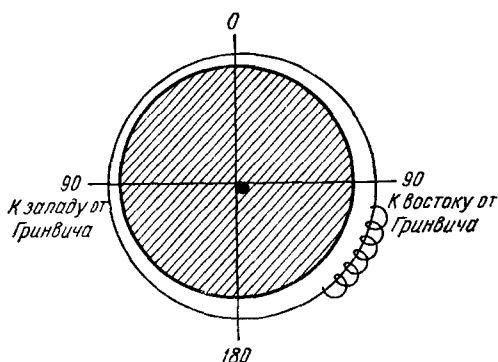


Рис. 13. Вероятное очертание нижней границы внутренней зоны в плоскости геомагнитного экватора.

●—центр диполя.

означает, что соответствующие траектории не проходят через внутреннюю зону, а идут ниже этой зоны. Таким образом, мы видим наличие резко выраженного долготного эффекта в расположении внутренней зоны относительно Земли. Нижняя граница зоны расположена в западном полу-

внутреннюю зону на высоте 1600 км (в районе Южной Америки). Более слабый максимум наблюдается при долготы $\varphi = -30^\circ$, что соответствует проходу спутника над Южной Америкой на прямом витке на высоте 800 км. Величины обоих максимумов различаются сравнительно немного. Это согласуется с выводом, сделанным выше, что в пределах внутренней зоны интенсивность изменяется меньше чем на порядок величины при возрастании высоты от 800 до 1600 км. Участки кривой между долготами $\varphi = -80^\circ$ и $\varphi = -130^\circ$ показывают очень малую интенсивность фосфоресценции. Это

шарии на высоте около 600 км, а в восточном выше 1600 км. Этот эффект связан со сдвигом магнитного диполя относительно центра Земли в направлении восточного полушария. Из полученных данных следует, что этот сдвиг составляет не менее 500 км. Рис. 13 дает картину, наблюдаемую в плоскости геомагнитного экватора. Земля изображена в виде заштрихованного круга. Точка показывает расположение магнитного диполя. Окружность, проведенная из точки расположения диполя, как из центра, дает нижнюю границу внутренней зоны. Не рассматривая в настоящем параграфе подробно характер движения заряженных частиц в магнитном поле Земли, отметим, что в силу неоднородности магнитного поля Земли происходит дрейф частиц вокруг магнитного диполя. Винтовая линия на рис. 13 показывает характер дрейфа. Время оборота частиц из-за дрейфа вокруг Земли очень мало по сравнению со временем существования частиц в магнитной ловушке. По этой причине на геомагнитном экваторе следует ожидать симметричного распределения частиц относительно магнитного диполя и нижняя граница внутренней зоны будет совпадать с окружностью, показанной на рис. 13.

Природа и энергия частиц во внутренней зоне

Как уже было указано при описании аппаратуры, одновременное измерение анодного и диодного токов фотоумножителя давало возможность определить, какова энергия частиц, вызывающих основную часть ионизации в кристалле. Если энергосодержание в кристалле осуществляется порциями менее 1—2 Мэв, то результаты измерения ионизации с помощью анодного и диодного тока совпадают (см. рис. 4). При больших значениях энергии отдельных частиц, попадающих в кристалл, анодный ток из-за насыщения дает заниженные значения. Так, например, при облучении кристалла космическими лучами значения ионизации, полученные по показаниям анодного тока, в 5—7 раз меньше истинных. Таким образом, сопоставление показаний анодного и диодного токов позволяет определить, что собой представляют частицы, входящие в состав внутренней зоны. На рис. 14, а и б изображены результаты измерений, сделанных в Америке и Африке *), и соответствующих вхождению спутника во внутреннюю зону. Из рис. 14, а видно, как по мере вхождения во внутреннюю зону увеличивается расхождение между значениями анодного (I_A) и диодного (I_D) тока. Из рис. 14, а получаем, что при входе в зону добавляется излучение, для которого $I_A : I_D = 1 : 8$. На рис. 14, б представлены результаты измерений, когда спутник уже находится в пределах внутренней зоны. В этом случае получаем $I_A : I_D = 1 : 7$. Изложенные экспериментальные данные показывают, что при нахождении спутника в пределах внутренней зоны ионизация в кристалле вызывается частицами, энергия которых больше 10 Мэв. Таким образом, есть резкое различие между составом частиц во внутренней и во внешней зонах. Как было указано выше, энергия квантов рентгеновского излучения, вызывающих ионизацию в кристалле, практически всегда меньше 1—2 Мэв, и по этой причине $I_A \approx I_D$. Таким образом, во внутренней зоне основную ионизацию в кристалле создают не рентгеновские лучи, а непосредственно сами заряженные частицы, проникающие через оболочку спутника толщиной ~ 1 г/см².

Есть экспериментальные данные в пользу того, что частицы высоких энергий, входящие в состав внутренней зоны, являются протонами. На

*) Измерения, выполненные в Африке, были присланы нам из Англии

рис. 12 крестиками показано число случаев энергосвечения больше 35 экв , измеренных на географической широте около 40° в северном полушарии, то есть в промежутке между внешней и внутренней зонами. Указанная величина представлена как функция долготы пересечения геомагнитного экватора с траекторией спутника (на прямом витке). Подобие полученной кривой с ранее полученной кривой фосфоресценции показывает, что в данном случае мы также имеем дело со своеобразной памятью. Темп счета является, таким образом, мерой дозы облучения при прохождении спутника через внутреннюю зону. Это может быть обусловлено образова-

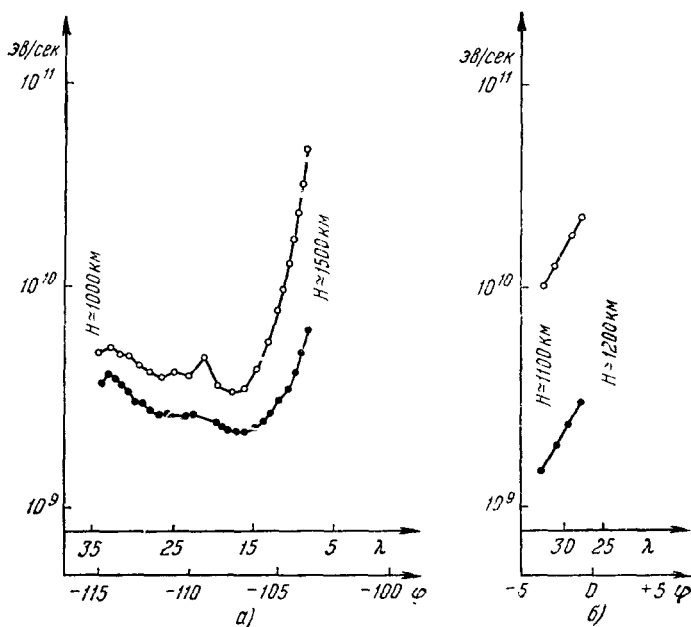


Рис. 14. Образцы записей, зафиксировавших вход третьего спутника во внутреннюю зону при движении с севера на юг. По оси абсцисс—широта λ , долгота φ и высота H полета. По оси ординат ионизация в кристалле по измерениям анодного тока (точки) и диодного тока (кружки).

ной под действием радиации во внутренней зоне искусственной радиоактивностью кристалла и окружающей оболочки (в основном состоящей из алюминия). Большими крестиками показаны данные, полученные в первый день полета третьего спутника. Все большие крестики лежат существенно ниже значений, полученных при тех же траекториях, но по прошествии многих дней. Это показывает постепенное нарастание наведенной радиоактивности. За время с 20 мая по 18 июня интенсивность счета для всех витков увеличилась на 100 импульсов в секунду. Это постепенное возрастание темпа счета обусловлено наличием сравнительно длинных периодов распада возникших радиоактивных изотопов. Наличие же изотопов с периодами порядка часа обеспечивает «запоминание» дозы облучения, полученной при пролете внутренней зоны.

Существование наведенной радиоактивности является аргументом в пользу протонной природы частиц во внутренней зоне. Зная среднюю за сутки энергию, выделенную в кристалле за счет облучения во внутренней зоне ($2 \cdot 10^{11} \text{ эв} \cdot \text{сек}^{-1}$), и оценивая значение энергии, выделяемой за это же время в кристалле за счет радиоактивности ($2 \cdot 10^8 \text{ эв} \cdot \text{сек}^{-1}$), получим, что необходимо приписать частицам внутренней зоны способность расходо-

вать 10^{-3} своей энергии на создание радиоактивных изотопов. Это будет иметь место для протонов, обладающих энергией порядка 10^8 эв.

Предположение о том, что наведенную радиоактивность вызывают электроны, может быть отвергнуто, так как, во-первых, радиоактивность в этом случае была бы на несколько порядков слабее и, во-вторых, периоды распада были бы слишком короткими.

Таким образом, мы приходим к выводу, что во внутренней зоне существуют протоны с энергией порядка 100 Мэв и именно эти частицы

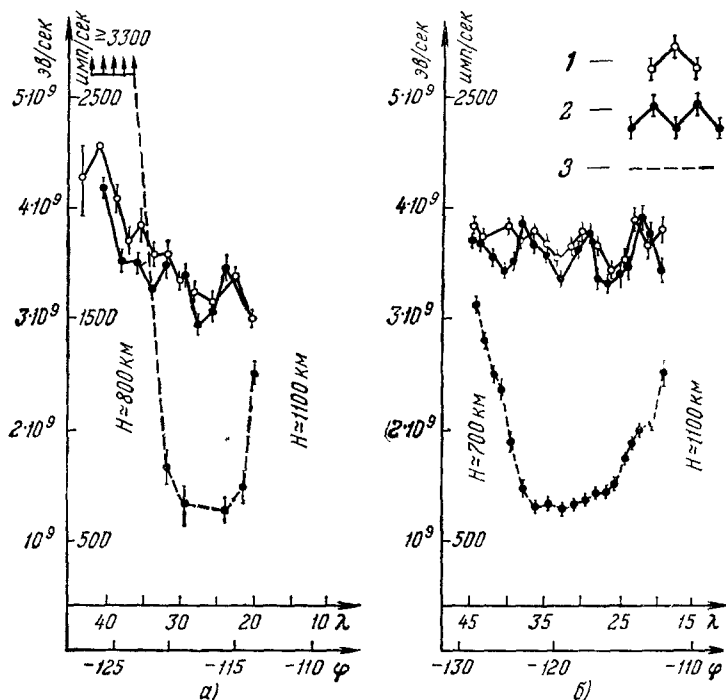


Рис. 15. Записи, показывающие выход из внешней зоны и подход к внутренней зоне в северном полушарии.

По оси абсцисс—широта λ , долгота φ и высота H полета третьего спутника.
1—темп счета; 2—ионизация в кристалле по измерению тока динода;
3—ионизация в кристалле по измерению тока анода.

обуславливают ионизацию в кристалле, экранированном слоем алюминия толщиной 1 г/см².

Помимо протонов высоких энергий, в пределах внутренней зоны существуют также частицы малых энергий, являющиеся, по всей видимости, электронами. На рис. 15 представлены записи сигналов третьего спутника, полученные при подходе его к внутренней зоне в районе Америки. В обоих случаях, изображенных на рис. 15, а и б, мы видим возрастание темпа счета при нахождении спутника в пределах внешней зоны (географическая широта $\lambda > 35^\circ$), а также увеличение темпа счета при приближении спутника ко внутренней зоне (географическая широта $\lambda < 20^\circ$). Следует обратить внимание именно на то обстоятельство, что при приближении к внутренней зоне наблюдается возрастание темпа счета в то время, как ионизация практически не изменилась. Это и означает появление частиц малых энергий.

Таким образом, наружный край внутренней зоны окружен районом, где отсутствуют частицы больших энергий, но присутствуют частицы малых энергий. Наиболее естественно объяснить наблюдаемое явление

как существование электронов с энергией $100\text{--}1000$ *кэв*, вызывающих тормозное излучение в оболочке спутника. Если стремиться объяснить описанные экспериментальные данные с помощью протонов малых энергий ($20\text{--}30$ *Мэв*), вызывающих ядерные реакции с вылетом гамма-квантов, то даже при эффективности регистрации по числу частиц, равной 1%, придется допустить большой поток таких протонов. Их поток был бы равен потоку протонов с $E \sim 100$ *Мэв* в пределах внутренней зоны.

Рассмотрение рис. 15, *а* и *б* наводит на мысль о связи между изменениями, происходящими во внешней и внутренней зонах. На рис. 15, *а* мы видим, что внешняя зона весьма интенсивна (наблюдается не только возрастание темпа счета, но и возрастание ионизации), и одновременно с этим скачкообразно возрастает число частиц малых энергий на наружном краю внутренней зоны. В противоположность этому на рис. 15, *б* мы видим, что внешняя зона имеет слабую интенсивность (наблюдается лишь возрастание темпа счета, а ионизация не возрастает) и одновременно с этим наблюдается плавное нарастание числа частиц малых энергий на краю внутренней зоны.

С т а б и л ь н о с т ь и н т е н с и в н о с т и в о в н у т р е н н е й з о н е

Измерения фосфоресценции в течение длительного срока дали возможность определить абсолютную интенсивность радиации во внутренней зоне и ее изменения со временем. Обработка результатов наблюдений показала, что доза облучения оставалась постоянной с точностью до 15% в течение месяца. Следует учесть, что существуют аппаратурные эффекты, вызывающие изменения чувствительности прибора (изменение температуры, ориентации фотоумножителя относительно магнитного поля и т. п.), величина которых того же порядка, что и наблюдаемые изменения дозы. Поэтому стабильность излучения в пределах внутренней зоны может быть еще большей. Стабильность интенсивности во внутренней зоне говорит в пользу большого времени существования частиц в этой зоне.

§ 4. ИЗЛУЧЕНИЯ ВНЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

Как это видно из рис. 8, на расстояниях, больших $70\,000$ *км* от центра Земли, интенсивность излучений, измеряемых всеми приборами, установленными на первой космической ракете, остается постоянной. Это означает, что действие магнитного поля Земли на таких расстояниях не изменяет интенсивности космических лучей. Это может быть по двум причинам. Либо в составе космических лучей в межпланетном пространстве отсутствуют частицы с импульсами в интервале $1,5 \cdot 10^8\text{--}4 \cdot 10^7$ *эв/с*, либо на расстоянии, большем 10 радиусов Земли, магнитное поле Земли «исчезает» (например, за счет существования межпланетного поля с напряженностью $3 \cdot 10^{-4}$ *э*).

На второй советской космической ракете, запущенной на Луну 12 сентября 1959 г., газоразрядные и сцинтилляционные счетчики были расположены не только внутри контейнера с научной аппаратурой, но и вне его. Приборы, находящиеся внутри контейнера, были окружены оболочкой толщиной ~ 1 *г/см²*. 20% полного телесного угла было закрыто большим количеством вещества ~ 10 *г/см²*. Приборы, находящиеся вне контейнера, были также окружены оболочкой толщиной ~ 1 *г/см²*, но телесный угол, закрытый большим количеством вещества ~ 10 *г/см²*, составлял лишь около 5% полного телесного угла.

В таблице приведены данные, полученные при полете первой и второй космических ракет. Из этих данных вытекает, что интенсивность космического излучения, состоящего из частиц высоких энергий, составляет около 2 частиц в 1 сек на 1 см².

Дата	Расположение прибора	Газоразрядные счетчики, интенсивность*) част. см ² сек	Сцинтилляционные счетчики		Ионизация в кристалле NaJ весом 180 г*)
			пороговая энергия	интенсивность****)	
2.01. 1959	Внутри контейнера	2,3±0,1	4,5 Мэв 450 кэв 45 »	1,9±0,1 3,0±0,15 6,75±0,3	(1,42±0,05)× ×10 ⁹ эв/сек
12.09. 1959	Внутри контейнера	2,46±0,1**)	3,5 Мэв 600 кэв 60 »	2,12±0,1 2,77±0,15 6,7±0,3	(1,55±0,05)× ×10 ⁹ эв/сек
12.09. 1959	Вне контейнера	2,46±0,1***) 1,98±0,1****)	450 »	2,02±0,1	(1,15±0,05)× ×10 ⁹ эв/сек

*) Ошибки характеризуют максимальный разброс в площади детекторов.
 **) Счетчик с дополнительным экраном 1,5 мм Си.
 ***) Счетчик с дополнительным экраном 3 мм Рв.
 ****) Счетчик с дополнительным экраном 3 мм Рв.
 *****) Указано число импульсов в 1 сек, отнесенное к единице площади кристалла (19 см²).

Полученное значение хорошо согласуется с измерениями, выполненными на шарах-зондах в стратосфере на высоких широтах, и показывает, что завышенные значения интенсивности при ракетных опытах связаны с альбедо из атмосферы. По данным первой космической ракеты число фотонов с энергией в интервале 45 ÷ 450 кэв составляет около 3 фот·сек⁻¹·см⁻², а в интервале 450 ÷ 4500 кэв — около 1 фот·сек⁻¹·см⁻². Измерения, выполненные при полете второй космической ракеты, дают практически такие же значения (при измерениях в аналогичных геометрических условиях внутри контейнера). Приведенные цифры являются верхним пределом интенсивности гамма- и рентгеновского излучения в межпланетном пространстве. Часть этих фотонов может являться вторичным излучением, вызванным космическими лучами в окружающем приборе веществе. Измерения, проведенные вне контейнера при полете второй космической ракеты, показывают практическое отсутствие фотонов с энергией больше 450 кэв.

В последней строчке таблицы указано, что число частиц, дающих энерговыделение больше 450 кэв, равно 2,02±0,1. В то же время полное число частиц по данным счетчика, расположенного вне контейнера, равно 1,98±0,1.

Таким образом, число фотонов, которое определяется по разности приведенных выше чисел, оказывается меньше 0,1 фот·см⁻²·сек⁻¹. Ионизация, создаваемая космическими лучами в кристалле иодистого натрия, составляет 1,5·10⁹ эв/сек. Зная поток космического излучения и вес кристалла, получаем, что средняя удельная ионизация частиц составляет 3,5·10⁶ эв·см²г⁻¹, что в 2,5 раза превосходит минимальную ионизацию в кристалле иодистого натрия. Эта повышенная ионизация хорошо объясняется присутствием в составе космического излучения α-частиц и более тяжелых ядер с учетом того, что часть их не является релятивистскими.

§ 5. АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ ДАННЫХ И ВОЗМОЖНЫЕ ГИПОТЕЗЫ ПРОИСХОЖДЕНИЯ ЗКП

Для понимания изложенных выше экспериментальных результатов представляется необходимым кратко рассмотреть своеобразные характеристики движения частиц в магнитном поле Земли.

Измерения магнитного поля во многих точках земного шара привели к доказательству того, что магнитное поле на больших расстояниях может быть представлено в виде поля диполя, наклоненного в сторону Канады на $11,5^\circ$ относительно земной оси. Исследования на различных широтах и долготах частиц космических лучей в основном подтвердили эти представления о магнитном поле Земли. Опыты на спутниках и космических ракетах (см. § 2 и 3) также находятся в согласии с принятой картиной магнитного поля и несколько ее дополнили.

Напряженность магнитного поля Земли такова, что лишь частицы с энергией, существенно превышающей 10^{10} эв, могут достигнуть любой точки земной поверхности, не испытывая заметного отклонения в магнитном поле Земли. Частицы меньших энергий будут двигаться по сильно искривленным, очень сложным траекториям. Если энергия частиц достаточно мала, то движение частиц становится более простым. Это условие достаточной малости энергии частиц сводится к тому, что радиус кривизны движения частиц в магнитном поле Земли должен быть много меньше того расстояния от центра диполя, на котором находятся эти частицы. В этом случае частицы будут двигаться вдоль силовых линий магнитного поля, навиваясь по спирали на эти силовые линии. Если при таком движении частицы будут попадать в область, где магнитное поле возрастает, то появится составляющая магнитного поля, перпендикулярная к оси спирали. Действие указанной силы приведет к тому, что частицы отразятся от области, где магнитное поле имеет достаточно высокое значение. Иными словами, на высоких широтах существуют магнитные зеркала¹⁵.

Движение частицы будет происходить таким образом, что остается постоянным с высокой степенью точности магнитный момент частицы $\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2H}$, где v_{\perp} — составляющая скорости в направлении, перпендикулярном к силовой линии, m — масса частицы, H — напряженность магнитного поля. Условия сохранения магнитного момента будут рассмотрены ниже. $v_{\perp} = v \sin \theta$, где θ — угол между вектором скорости и вектором магнитного поля в данной точке траектории. Отсюда следует:

$$\frac{2\mu}{mv^2} = \frac{\sin^2 \theta}{H} = \text{const.} \quad (1)$$

Уравнение силовой линии диполя $R = R_0 \cos^2 \lambda$, где λ — широта. Магнитное поле диполя на данной силовой линии, характеризуемой R_0 (рис. 16), равно

$$H_{\lambda} = \frac{H_0 \sqrt{4 - 3 \cos^2 \lambda}}{\cos^6 \lambda},$$

где H_0 — поле в точке A . $H_0 = \frac{M}{R_0^3}$, где M — магнитный момент диполя.

Частица, движущаяся на экваторе под углом θ_0 к силовой линии, отразится в точке B на широте λ_{\max} , определяемой из уравнения

$$\sin^2 \theta_0 = \cos^6 \lambda_{\max} / \sqrt{4 - 3 \cos^2 \lambda_{\max}}.$$

Помимо колебаний частиц по спиральям вдоль магнитных силовых линий будет также происходить вращение оси спирали вокруг магнитного поля вследствие того, что радиус кривизны частицы ρ возрастает при удалении

от центра диполя. Скорость дрейфа вокруг момента диполя равна

$$v_{\text{др}} = \frac{q [\text{grad } H \cdot H]}{2H^2} v_{\perp}.$$

Итак, частицы достаточно малых энергий могут быть пойманы в магнитную ловушку вблизи Земли. Они будут двигаться в пределах определенной ограниченной зоны. Ясно, что единственная возможность ввести частицу в магнитную ловушку состоит в том, чтобы нарушить те уравнения движения частицы в магнитном поле, следствия из которых были рассмотрены выше.

Это может быть осуществлено, если электрически заряженные частицы возникают в магнитном поле Земли из нейтральных частиц, могущих беспрепятственно пройти сквозь магнитное поле Земли в рассматриваемую точку магнитной ловушки. Примером таких нейтральных частиц могут служить нейтроны, испускаемые земной атмосферой под действием космических лучей, или нейтральные атомы, входящие в состав корпускулярных потоков Солнца.

Другой способ ввести частицы в магнитную ловушку состоит в том, чтобы временно нарушить магнитное поле и создать тем самым как бы канал для инжекции частиц в магнитную ловушку. Это может осуществляться при внедрении в магнитное поле Земли сгустков корпускулярных потоков от Солнца. Если плотность энергии частиц корпускулярных потоков больше плотности энергии магнитного поля $\frac{H^2}{8\pi}$, то такой сгусток при своем движении будет разрушать магнитное поле. Когда такой сгусток разрушится и расплывется в пределах магнитной ловушки, находящиеся в этом сгустке частицы окажутся пойманными.

До сих пор мы предполагали, что заряженная частица движется в магнитном поле таким образом, что магнитный момент μ частицы остается постоянным. Однако μ не является точным интегралом движения⁶.

В работе Хеллвича⁷ было показано, что если пространственная производная H равна κH , то μ остается постоянным по крайней мере до членов порядка $(q\kappa)^2$. Для поля диполя κ порядка $\frac{1}{R}$, где R в нашем случае есть практически расстояние до центра Земли. Считая, что изменения магнитного момента могут быть обоих знаков и что они складываются чисто статистически, получим, что число колебаний k между магнитными зеркалами, то есть из одного полушария в другое, равно

$$k = \left(\frac{\mu}{\Delta\mu} \right)^2 = \left(\frac{\mu}{\left(\frac{q}{R} \right)^2 \mu} \right)^2 = \left(\frac{R}{q} \right)^4.$$

В работе О. Б. Фирсова при определенных упрощающих предположениях было показано, что, прежде чем магнитный момент существенно изменится, частицы могут совершить большое число k колебаний между магнитными зеркалами.

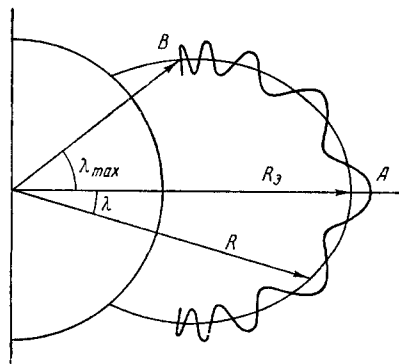


Рис. 16. Схематическое изображение движения заряженной частицы вдоль силовой линии магнитного поля Земли.

$R_З$ — расстояние до силовой линии в экваторальной плоскости, R — на широте λ , λ_{max} — максимальная широта, до которой может дойти частица.

В работах ^{9,10} было показано, что число колебаний $k = e^{\frac{\alpha R}{q}}$, где α — порядка единицы.

Таким образом, в настоящее время не установлено окончательно, сколь точно сохраняется магнитный момент. Ясно только одно: при $\frac{q}{R} \ll 1$ будут осуществляться такие условия, когда исчезновение частиц из магнитной ловушки будет обусловлено не изменением магнитного момента, а другими причинами.

Как было показано опытами, проведенными на третьем советском спутнике (см. § 3), в пределах внутренней зоны мы наблюдаем как протоны с импульсом порядка $3 \cdot 10^8$ эв/с, так и электроны с импульсом порядка 10^6 эв/с. Хотя, как вытекает из рис. 15, частицы малых энергий расположены на несколько больших широтах, но различие все же весьма небольшое (порядка 5°). Если утечки обусловлены несохранением магнитного момента, то утечка определяется отношением $\frac{q}{R}$. Как мы видели выше, импульсы частиц различаются в 300 раз. Следовательно, во столько же раз должны отличаться и радиусы кривизны ρ . Величина R является характерным масштабом неоднородностей магнитного поля. Было бы трудно допустить, по-видимому, даже при любых колебаниях плазмы, что эта величина изменится в 300 раз при изменении широты от 45 до 40° . Таким образом, есть экспериментальные основания считать допустимым предположение о сохранении магнитного момента со столь высокой точностью, чтобы утечки из магнитной ловушки вследствие его несохранения были бы практически равны нулю.

Перейдем теперь к рассмотрению других причин утечки. Прежде всего следует рассмотреть наиболее простой процесс, а именно потерю энергии частицы на ионизацию среды.

В работе ¹¹ нами были подробно рассчитаны ионизационные потери частиц, совершающих различные колебания, и была получена зависимость интенсивности земного корпускулярного излучения как функция широты и расстояния от Земли. В качестве источника инжекции частиц предполагался распад в пределах магнитной ловушки нейтронов, испускаемых земной атмосферой под действием космических лучей.

Условия инжекции электронов и протонов различны. При распаде нейтронов, обладающих энергией $10^6 \div 10^9$ эв, протон практически сохраняет направление полета нейтрона. В противоположность этому электроны разлетаются практически изотропно. Поэтому для расчетов интенсивности электронного излучения, возникшего в результате распада нейтронов, можно предполагать, что из каждого элемента объема изотропно вылетают электроны в количестве, равном числу нейтронов, распавшихся в этом объеме. Для определения протонной интенсивности необходимо учитывать, что протоны вылетают из элемента объема по направлению, практически совпадающему с направлением нейтронов.

На больших расстояниях ($\sim 10^3 \div 3 \cdot 10^3$ км), где плотность атмосферы очень мала, частица за одно колебание между северной и южной точками поворота проходит ничтожное количество вещества ($10^{-8} \div 10^{-10}$ г/см²) и теряет (на ионизацию) энергию $10^{-2} \div 10^{-4}$ эв. Поэтому продукты распада нейтронов, обладающие энергиями 1 Мэв и больше, при надлежащих условиях будут иметь возможность совершить 10^8 и более колебаний. В связи с этим во столько же раз повысится интенсивность потока этих частиц. Очевидно, что рассматриваемый механизм может привести к возникновению и постоянному поддержанию вокруг Земли излучения достаточно большой интенсивности, которое мы называем «земным корпускулярным излучением».

Рассмотрим подробнее, какими факторами определяется интенсивность этого излучения.

В экваториальной плоскости выберем площадку Σ_0 , центр которой находится на расстоянии R_0 от центра Земли. Все частицы с данным импульсом p (для которого радиус кривизны в экваториальной плоскости ρ_0 много меньше линейных размеров площадки Σ_0) будут двигаться внутри трубки, сечение которой на широте λ будет $\Sigma(\lambda)$.

Пусть магнитная силовая линия, проходящая через точку h_1, λ_1 , будет осью выбранной «трубки». Очевидно, что все частицы, возникающие от распада нейтронов внутри этой трубки в различных ее точках, будут проходить через сечение $\Sigma(\lambda_1)$ только при условии, что в точке «рождения» частицы имели такой угол θ , между ее скоростью и магнитным полем, чтобы экваториальную плоскость эти частицы пересекали под углом θ_0 , удовлетворяющим условию

$$\theta_0 \min \leq \theta_0 \leq \theta_0 \max. \quad (2)$$

Здесь $\theta_0 \max$ определяется из условия $\lambda_1 = \lambda_{\max}$. Максимальная широта λ_{\max} , до которой может дойти частица, имеющая угол θ_0 при $\lambda = 0$, определяется равенством

$$\frac{1}{H(\lambda_{\max})} = \frac{\sin^2 \theta_0}{H(\lambda = 0)},$$

т. е.

$$\sin^2 \theta_0 \max = \frac{\cos^2 \lambda_1}{V 4 - 3 \cos^2 \lambda_1}. \quad (3a)$$

$\theta_0 \min$ определяется из условия $h(\lambda_{\max}) > 0$,

$$\sin^2 \theta_0 \min = \left(\frac{R_0}{R_0 + h_1} \right)^3 \frac{\cos^2 \lambda_1}{V 4 - 3 \frac{R_0}{R_0 + h_1} \cos^2 \lambda_1}. \quad (3b)$$

Пусть в 1 секунду в трубке рождается $N(\theta_0, R_0, v) d\theta_0$ таких частиц, которые будут пересекать экваториальную плоскость в интервале углов $\theta_0, \theta_0 + d\theta_0$ к силовой линии и которые обладают заданным импульсом p , т. е. скоростью v .

Заданным значениям θ_0 и R_0 соответствует определенная траектория частицы с определенной длиной пути $S(\theta_0, R_0)$ между двумя точками «поворота» и соответственно определенной потерей энергии вдоль этого пути $\Delta E(\theta_0, R_0)$. Если частица обладает при своем рождении энергией E_0 , то она сможет пройти всю трубку от одной точки поворота до другой $k(\theta_0, R_0) \sim \frac{E_0}{\Delta E}$ раз *).

Следовательно, поток частиц, пересекающих в 1 сек. площадку Σ_0 в интервале углов $\theta_0, \theta_0 + d\theta_0$, будет равен $k(\theta_0, R_0) N(\theta_0, R_0, v) d\theta_0$. Этот же поток частиц пересекает площадку $\Sigma(\lambda_1)$ под углом θ_1 . Так как нашу площадку $\Sigma(\lambda_1)$ будут пересекать все частицы, для которых углы θ_0 в экваториальной плоскости удовлетворяют условию (2), то глобальный поток частиц, проходящих через единичную сферу на широте λ_1 , есть

$$j(\lambda_1, h_1) = \int_{\theta_0 \min}^{\theta_0 \max} \frac{k(\theta_0, R_0) N(\theta_0, R_0, v)}{\Sigma(\lambda_1) \cos \theta_1} d\theta_0;$$

*) В связи с тем, что ионизационные потери зависят от энергии частиц, точное значение ΔE должно быть выражено через пробег частиц (см. ниже).

но $\Sigma(\lambda_1)H(\lambda_1) = \Sigma_0 H_0$; таким образом, $\Sigma(\lambda_1) = \Sigma_0 \frac{H_0}{H(\lambda_1)} = \frac{\Sigma_0 \cos^6 \lambda_1}{\sqrt{4-3 \cos^2 \lambda_1}}$.

Обозначим через $n(\theta_0, R_0, v) = \frac{N(\theta_0, R_0, v)}{\Sigma_0}$ число частиц, рождающихся в 1 сек. во всей трубке, проходящей через точку наблюдения и имеющей на экваторе площадь сечения в 1 см^2 . Окончательно получим для $j(\lambda_1, h_1)$ следующее выражение:

$$j(\lambda_1, h_1) = \frac{\sqrt{4-3 \cos^2 \lambda_1}}{\cos^6 \lambda_1} \int_{\theta_{0 \min}}^{\theta_{0 \max}} \frac{n(\theta_0, R_0, v) k(\theta_0, R_0)}{\cos \theta_1(\theta_0, \lambda_1)} d\theta_0. \quad (4)$$

Здесь

$$\cos \theta_1 = \sqrt{\frac{\cos^6 \lambda_1 - \sin^2 \theta_0 \sqrt{4-3 \cos^2 \lambda_1}}{\cos^3 \lambda_1}},$$

$$\sin^2 \theta_{0 \max} = \frac{\cos^6 \lambda_1}{\sqrt{4-3 \cos^2 \lambda_1}}; \quad \sin^2 \theta_{0 \min} = \frac{\left(\frac{R_0}{R_0+h_1}\right)^3 \cos^6 \lambda_1}{\sqrt{4-3 \frac{R_0}{R_0+h_1} \cos^2 \lambda_1}}.$$

Как видно из (4), величина наблюдаемого потока существенно определяется двумя величинами: фактором накопления $k(\theta_0, R_0)$, пропорциональным времени жизни частиц, и величиной $n(\theta_0, R_0, v) d\theta_0$, обусловленной условиями образования частиц от распада нейтронов. Вычислим число частиц, образующихся в 1 сек. в трубке 1 см^2 на экваторе (рис. 17).

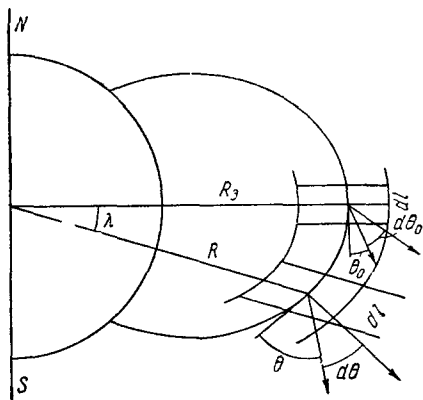


Рис. 17. К расчету числа частиц, образовавшихся в 1 сек. в трубке сечением 1 см^2 на экваторе.

Возьмем на широте λ элемент объема трубки, равный $dV = \sigma dl$, где σ — площадь сечения трубки, $\sigma = \cos^6 \lambda / \sqrt{4-3 \cos^2 \lambda}$, а dl — элемент длины магнитной силовой линии. Если поток нейтронов равен n_H и они падают на элемент объема dV , то в этом объеме каждую секунду будет распадаться $\frac{n_H \sigma dl}{\tau_0 v_H}$ нейтронов. Из всех продуктов распада, возникающих в элементарном объеме, нужно выбрать только те,

которые обладают углами в интервале $\theta_1, \theta_1 + d\theta$, такими, что эти частицы на экваторе будут иметь углы в интервале $\theta_0, \theta_0 + d\theta_0$.

Если мы интересуемся электронами, то они вылетают при распаде нейтронов изотропно, и поэтому число электронов распада, обладающих углами в интервале $\theta_1, \theta_1 + d\theta_1$, будет равно

$$\frac{n_H(\lambda, R_0, v) \cos^6 \lambda \frac{d\theta_1}{d\theta_0} \sin \theta_1 d\theta_0 dl}{\tau_0 v_H \sqrt{4-3 \cos^2 \lambda}}. \quad (5)$$

Полное число электронов распада, возникающих во всей «трубке», будет равно

$$n_e(\theta_0, R_0, v) d\theta_0 = \frac{d\theta_0}{\tau_0 v_H} \int_0^{\lambda_{\max}} n_H(\lambda, R_0, v) \frac{\cos^6 \lambda}{\sqrt{4-3 \cos^2 \lambda}} \sin \theta_1 \frac{d\theta_1}{d\theta_0} dl.$$

Поскольку $dl = R_0 \cos \lambda \sqrt{4-3 \cos^2 \lambda} d\lambda$, $\sin \theta_1 = \sin \theta_0 (4-3 \cos^2 \lambda)^{1/4} / \cos^3 \lambda$ и

$\frac{d\theta_1}{d\theta_0} = \cos \theta_0 \frac{\sqrt{4-3\cos^2 \lambda}}{\sqrt{\cos^6 \lambda - \sin^2 \theta_0} \sqrt{4-3\cos^2 \lambda}}$, окончательно получим:

$$n_a(\theta_0, R_a, v) d\theta_0 = R_a \frac{\cos \theta_0 \sin \theta_0 d\theta_0}{\tau_0 v_H} \int_0^{\lambda_{\max}} \frac{n_H(\lambda, R_a, v) \cos^4 \lambda (4-3\cos^2 \lambda)^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{\cos^6 \lambda - \sin^2 \theta_0} \sqrt{4-3\cos^2 \lambda}} d\lambda, \quad (6)$$

где λ_{\max} удовлетворяет уравнению (3а), а $n_H(\lambda, R_a, v)$ — поток нейтронов через единичную сферу, находящуюся на широте λ на магнитной силовой линии, проходящей на экваторе на расстоянии R_a от центра Земли.

В связи с тем, что протоны практически сохраняют направление нейтронов, число протонов, возникающих в объеме dV в интервале с углами $\theta_1, \theta_1 + d\theta_1$, будет равно:

$$n_p(\lambda, R_a, \theta_1) d\theta_1 = n_H(\lambda, R_a, \theta_1) d\theta_1 \frac{\sigma dl}{\tau_0 v_H}.$$

Как и в случае электронов, полное число протонов по всей трубке равно

$$n_p(\theta_0, R_a, v) d\theta_0 = \frac{R_a \cos \theta_0 d\theta_0}{\tau_0 v_H} \int_0^{\lambda_{\max}} \frac{n_H(\lambda, R_a, \theta_1, v) \cos^7 \lambda (4-3\cos^2 \lambda)^{\frac{1}{4}}}{\sqrt{\cos^6 \lambda - \sin^2 \theta_0} \sqrt{4-3\cos^2 \lambda}} d\lambda, \quad (7)$$

где $n_H(\lambda, R_a, \theta_1, v)$ — поток нейтронов, идущих под углом θ_1 к вектору **H** через единичную сферу на широте λ и на расстоянии от центра Земли $R = R_a \cos^2 \lambda$.

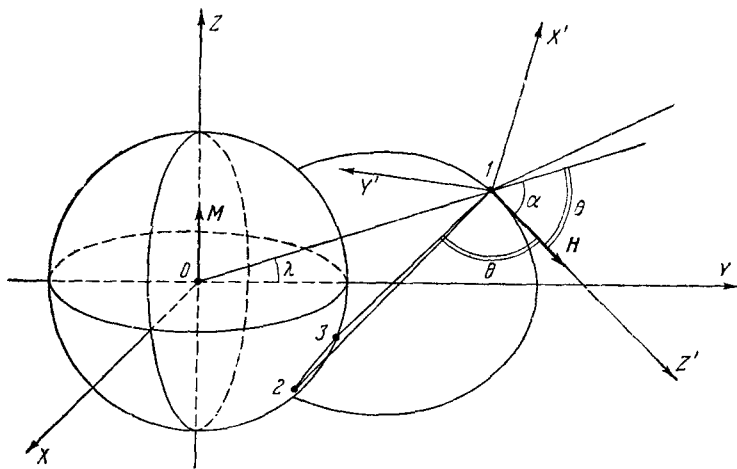


Рис. 18. К расчету инжекции частиц в точку 1 на данной силовой линии.

Таким образом, для того чтобы окончательно вычислить инжекцию электронов и протонов, то есть получить величину, дающую угловое распределение заряженных частиц в экваториальной плоскости на данном расстоянии R_a от центра Земли, необходимо вычислить поток нейтронов $n_H(\lambda, R_a, \theta_1, v)$. В точку 1 (рис. 18) под углом θ попадут излучаемые земной атмосферой нейтроны, летящие вдоль образующих кругового конуса (с углом θ при вершине и направлением оси, совпадающим с направлением магнитного поля **H** в точке 1) с видимой из точки 1 части кривой,

по которой рассматриваемый конус пересекает поверхность Земли *). Будем рассматривать две системы координат: (x, y, z) или $\left(R, \frac{\pi}{2} - \lambda, \varphi\right)$ с центром в точке O и (x', y', z') или (d, ϑ, ψ) с центром в точке I с координатами $\left(R, \frac{\pi}{2} - \lambda, 0\right)$. Система (x', y', z') повернута относительно (x, y, z) в плоскости yz на угол $\gamma = \frac{\pi}{2} - \lambda + \alpha$. Выберем в точке I некоторую единичную площадку. Из точки I под углом $d\vartheta$ видна на сфере площадка (около точки 2)

$$d\sigma = \frac{\sin \vartheta d\vartheta d\psi d^2}{\cos \xi},$$

где ξ — угол между радиусом Земли, проходящим через точку 2, и образующей конуса, d — расстояние между точками I и 2. Мы видим из точки 2 площадку $d\sigma_{\text{вид}} = \cos \vartheta$. Эту площадку пересекает $I(\xi, \lambda) d\sigma \frac{1}{d^2} d\sigma'_{\text{вид}}$ исходящих из $d\sigma$ нейтронов. Здесь $I(\xi, \lambda)$ — функция, задающая число испускаемых атмосферой нейтронов, вылетающих через единичную горизонтальную площадку на широте λ под углом ξ к нормали этой площадки в единицу телесного угла. Тогда полное число нейтронов, проходящих через единичную сферу в точке I под углом ξ в единицу телесного угла со всей поверхности Земли, определяется выражением

$$f(\lambda, \theta, R_0) = \frac{1}{\psi_2 - \psi_1} \int_{\psi_1}^{\psi_2} \frac{I(\xi, \lambda)}{\cos \xi} d\psi. \quad (8)$$

Поток нейтронов, идущих под углом θ к вектору \mathbf{H} через единичную сферу, задается выражением

$$n_n(\lambda, R_0, \theta) = f(\lambda, \theta, R_0) \sin \vartheta d\vartheta (\psi_2 - \psi_1).$$

Интеграл (8) можно вычислить, выразив ξ и λ через переменные d, ϑ и ψ . Пределы интегрирования определяются следующим образом. Из рис. 18 нетрудно видеть, что всегда $\psi_2 = \frac{\pi}{2}$. В системе координат (d, ϑ, ψ) можно написать выражение для расстояния d от точки I до точки пересечения образующей конуса с поверхностью Земли:

$$d = -Rb \pm \sqrt{(Rb)^2 - (R^2 - R_0^2)}, \quad (9)$$

где $b = -\sin \psi \sin \vartheta \sin \alpha + \cos \vartheta \cos \alpha$. Легко видеть, что образующая конуса, идущая под углом ψ_1 , касается поверхности Земли, поэтому при данных R_0 и ϑ угол ψ_1 определяется из условия

$$(Rb)^2 - (R^2 - R_0^2) = 0. \quad (10)$$

Если уравнение (10) не имеет решения, то это означает, как легко видеть, что $\psi_1 = -\frac{\pi}{2}$.

Таким образом, для расчета инжекции необходимо знать функцию $I(\xi, \lambda)$. Если интересоваться только быстрыми нейтронами, то эту функцию можно (как показали И. П. Иваненко и В. С. Мурзин) приближенно

*) Более точно нужно говорить не о поверхности Земли, а о поверхности, внутри которой с необходимой для данной задачи точностью находится практически вся атмосфера. Именно на этой поверхности задается угловое и энергетическое распределение излучаемых атмосферой нейтронов.

рассчитать следующим образом. Рассмотрим возникновение обратного потока нейтронов в результате их рассеяния при генерации в «звездах». Возникающие в звездах нейтроны можно разбить на три группы:

1. Испарительные нейтроны малых энергий. Они имеют изотропное угловое распределение. Энергетическое распределение — максвеллово со средней энергией ~ 10 Мэв. Множественность на одно расщепление легкого ядра определена в ¹² и равна $n \sim 3,5$.

2. Вторую группу составляют δ -нейтроны с энергией $E \geq 50$ Мэв. Их наблюдать экспериментально довольно сложно, однако разумно считать, что их множественность, угловые и энергетические характеристики мало отличаются от соответствующих характеристик протонов таких же энергий, возникающих в тех же звездах. В работе ¹³ для протонов энергии 50 — 100 Мэв было получено, что они испускаются только в переднюю полусферу и их угловое распределение ближе всего аппроксимируется выражением $f(\psi) \sim \cos^3 \psi$, где ψ — угол между направлением движения нейтронов и первичной частицы. По оценкам в ¹³ таких нейтронов с $E \geq 50$ Мэв возникает $\sim 0,5$ на акт; их спектр $\frac{dN}{dE} \sim E^{-3}$.

3. К третьей группе относятся нейтроны промежуточных энергий $25 \text{ Мэв} \leq E \leq 50 \text{ Мэв}$. Разумно принять, что такие нейтроны имеют промежуточное угловое распределение $f(\psi) \sim \cos \psi$. Будем считать энергетический спектр в этой области совпадающим со спектром в области энергий $E \geq 50$ Мэв; тогда их число будет равно $\sim 0,5$ на акт.

Отметим, что нейтроны второй группы создаются в звездах высоких энергий (энергия возбуждения $\sim 0,5 - 1$ Бэв), а 1-й группы — в малознергичных звездах. Поэтому генерирующая компонента для двух групп нейтронов будет иметь разный высотный ход. Для второй группы — экспонента с показателем $\sim 120 \text{ г/см}^2$. Для первой группы высотный ход имеет максимум и описывается выражением ¹³

$$I(x, \theta) = I_0 e^{-\frac{x}{L \cos \theta}} \sum_{n=0}^3 \left(\frac{x}{n! L \cos \theta} \right)^n \quad \text{при } x < 300 \text{ г/см}^2,$$

L — пробег взаимодействия нуклонов, θ — угол с вертикалью. Учитывая только генерацию нейтронов в звездах и их поглощение при обратном движении к границе атмосферы (мы принимаем $L_p = 2Lb_3 = 120 \text{ г/см}^2$), можно получить угловое распределение для всех трех групп нейтронов на границе атмосферы. В расчетах, в соответствии с ¹⁴, принималось, что поток первичных протонов через единичную сферу на фиксированной высоте на данной широте λ пропорционален $\cos^{-5} \lambda$ для $0 \leq \lambda \leq 50^\circ$. Полученные численные результаты можно достаточно точно аппроксимировать следующими аналитическими выражениями *):

1. Для первой группы нейтронов:

а) генерированных в звездах от протонов больших энергий:

$$I(\xi) = \frac{1}{3} \left(1 + \frac{16}{3} \frac{\cos^4 \xi}{(1 + \cos \xi)^3} \right);$$

б) генерированных в звездах от нейтронов малых энергий:

$$I(\xi) = 1 - \cos \xi \ln \left(1 + \frac{1}{\cos \xi} \right).$$

*) Во всех приводимых ниже выражениях $I(\xi, \lambda)$ мы опускаем зависимость этой функции от λ , входящую отдельным множителем, и приводим только зависимость от $I(\xi)$.

2. Для нейтронов второй группы:

$$I(\xi) = 2,2e^{-3 \cos \xi} - \frac{1,4}{\cos \xi} \exp\left(-\frac{(\cos \xi - \cos 45^\circ)^2}{0,072}\right),$$

3. Для нейтронов третьей группы:

$$I(\xi) = 16,7e^{-5 \cos \xi} - \frac{0,3}{\cos \xi} \exp\left(-\frac{(\cos \xi - \cos 45^\circ)^2}{0,09}\right).$$

Для того чтобы определить поток частиц «земного корпускулярного излучения», необходимо знать «фактор накопления» $k(\theta_0, R_0)$. В том случае, когда основной причиной потери энергии являются ионизационные потери $k(\theta_0, R_0) = Z_0/\Delta x(\theta_0, R_0)$. Здесь Z_0 —пробег, соответствующий энергии E_0 , а Δx —количество вещества, которое проходит частица между двумя точками поворота. Есть основания считать, что при прохождении частиц через атмосферу общие потери, включающие в себя потери при столкновении частицы как с электронами атомов, так и с электронами плазмы, примерно равны ионизационным потерям. Поэтому для расчета интенсивности излучения необходимо знать плотность на высотах более 300 км и вплоть до тех расстояний от Земли, на которые удаляются частицы при своих колебаниях в пределах магнитной ловушки. Как мы видели выше, для внешней зоны этот предел составляет 10 радиусов Земли, а для внутренней зоны—около одного радиуса Земли. Плотность атмосферы измерена в настоящее время лишь до высоты ~ 400 км¹⁵. На больших высотах плотность была оценена, исходя из данных о числе электронов и ионов с помощью теоретических соображений о степени ионизации атмосферы¹⁶. В диапазоне расстояний 400—1000 км эти оценки являются в значительной степени ориентировочными. Трудно учесть степень ионизации атмосферы, т. е. отношение числа заряженных частиц к общему числу атомов. На высотах более 600 км, считая, что выше этого уровня частицы движутся без столкновения, Зингер рассчитал зависимость плотности от высоты, задавая лишь температуру тех слоев атмосферы, откуда вылетают частицы. Им было отмечено, что при движении в гравитационном поле Земли нейтральных атомов и при максвелловом распределении их скоростей ниже экзосферы в пределах экзосферы должно установиться стандартное распределение по скоростям. Это является результатом того, что уменьшение энергии атомов при их удалении от центра гравитации, т. е. в данном случае от Земли, автоматически компенсируется преобладанием на больших высотах атомов, обладавших при вылете из атмосферы большей энергией. Это обстоятельство позволило Зингеру провести количественный расчет плотности на очень больших высотах. Однако, как отметили А. И. Лебединский и И. П. Иваненко, на больших высотах вследствие практически полной ионизации атмосферы движение частицы будет определяться не только гравитационными силами, но и силами Лоренца. В результате будет устанавливаться определенное распределение плотности вдоль магнитной силовой линии. Иными словами, плотность будет зависеть не только от высоты, но также и от геомагнитных широт и долгот, причем совершенно определенным образом.

Изложенные выше соображения показывают, что в настоящее время трудно сделать определенный выбор между различными моделями атмосферы и получить необходимые для расчета данные о зависимости плотности от высоты. Нам представляется, что возможен и обратный путь: рассчитать интенсивность протонного и электронного излучения при различных моделях атмосферы, исходя из данных об испускаемых атмосферой нейтронах, и сопоставить эти расчеты с изложенными выше экспериментальными данными о ЗКИ.

В дальнейшем будут опубликованы точные расчеты. В настоящей статье мы лишь проведем качественные сопоставления.

Протоны с энергией порядка 10^8 эв, найденные нами в составе внутренней зоны, по-видимому, могут быть созданы лишь за счет нейтронов космических лучей, так как трудно себе представить какие-либо иные механизмы их возникновения. Поэтому обратим внимание прежде всего на протонную компоненту внутренней зоны. Резкая ограниченность этой зоны (см. рис. 10) областью пространства, прилегающей к Земле, не может быть объяснена никакими разумными предположениями о зависимости плотности от высоты, широты и долготы. Бесспорно, что на силовых линиях с широтой 40° *) утечка из ловушки становится очень большой. Вместе с тем на магнитных силовых линиях с широтами меньше 30° утечки должны быть столь малы, чтобы продолжительность жизни протона составляла около 100 дней.

Как было показано в § 3, в пределах внутренней зоны интенсивность изменяется относительно слабо. Это можно рассматривать как экспериментальное указание на существование двух типов утечек: 1) слабо зависящих от широты; 2) резко возрастающих для силовых линий с широтой более 35° и практически ничтожных для меньших широт.

Утечки первого типа—это, по-видимому, ионизационные потери, так как экспериментальные данные можно согласовать с гипотезой о распаде нейтронов космических лучей при разумных предположениях о зависимости плотности с высотой. Резкая граница внутренней зоны на экваторе со стороны малых высот (600 км для западного полушария) находит свое естественное объяснение в том, что ниже этой высоты плотность атмосферы достаточно велика. Произведенные оценки показывают возможность количественного согласования теории с опытом.

В настоящей статье мы не останавливаемся на рассмотрении магнитотормозных потерь и потерь вследствие кулоновского рассеяния. Для протонов этими источниками потерь можно полностью пренебрегать. Для электронов, возникших от распада нейтронов, эти потери хотя и не являются пренебрежимо малыми, но не могут изменить порядковые оценки, сделанные лишь с учетом ионизационных потерь. Наличие рассеяния может привести не столько к потерям частиц, сколько к изменению зависимости их числа от угла θ с силовой линией. Если помимо кулоновского рассеяния существует дополнительное, более сильное рассеяние на неоднородностях плазмы в пределах магнитной ловушки, то в этом случае может быть заметный эффект также и для протонов.

Что же представляют собой утечки второго типа? Можно поставить и иной вопрос: не обусловлены ли два экспериментальных факта 1) наличие внешней зоны и 2) ограниченность внутренней зоны—единой причиной?

Возможно такое положение, что нарушение законов движения заряженной частицы в стационарном магнитном поле приводит к утечке частиц из внутренней зоны. Одновременно те же причины могут приводить к проникновению частиц в область внешней зоны и тем самым к ее образованию. Резкое различие между составом частиц во внешней и внутренней зонах становится в этом случае понятным. Промежуток между зонами следует тогда понимать как такую область пространства, где, с одной стороны, утечки достаточно большие (время жизни менее 10^4 сек.), но, с другой стороны, эти утечки недостаточно велики, чтобы пропустить много частиц из межпланетного пространства.

*) Мы здесь, как и выше, приписываем магнитной силовой линии ту широту, на которой она пересекает поверхность Земли.

Следует отметить, что изложенная точка зрения не является единственной и прежде всего по двум причинам:

1) Процессы могут быть необратимы. Например, как указано в начале статьи, сгустки плазмы могут попадать в пределы внешней зоны и потом разрушаться. Обратный этому процесс—образование движущегося сгустка и его выбрасывание за пределы магнитной ловушки—из статистических соображений крайне маловероятен.

2) Утечка частиц может приводить к перемещению частиц не по радиусу, а вдоль силовых линий. Иными словами, утечка может возникнуть из-за того, что амплитуда колебаний частиц вдоль силовых линий будет увеличиваться и частица попадет в более плотные слои атмосферы.

Возможный конкретный механизм воздействия переменной составляющей магнитного поля на время жизни частицы состоит в увеличении энергии частицы при столкновении с колеблющимися в пространстве магнитными пробками. Эти колебания точек отражения частиц должны

происходить с частотой колебаний поля и с амплитудой порядка $a = R \frac{\delta H}{H}$,

где $\frac{\delta H}{H}$ —относительное изменение магнитного поля. Ускорение частиц будет происходить при сохранении магнитного момента и, по существу, аналогично статистическому механизму ускорения Ферми. Приращение энергии на одно столкновение составляет:

$$\delta E \sim \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} B^2 = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \left(\frac{\omega R}{c} \frac{\delta H}{H} \right)^2,$$

где $B = \frac{u}{c}$ и u —скорость движения магнитной пробки. Так как магнитный момент сохраняется, то при существенном увеличении кинетической энергии частицы произойдет соответственное увеличение амплитуды колебаний вдоль силовой линии и частица будет поглощена в атмосфере. Для релятивистских частиц ($n \leq 10^8$) получится при $\omega \frac{\delta H}{H} \sim 3 \cdot 10^{-3}$, т. е., например, для $\frac{\delta H}{H} = 1\%$ период колебаний поля должен быть ≤ 20 сек.

Этот механизм обеспечивает для электронов утечку, лишь в несколько раз более слабую, чем для протонов, и в связи с этим следует ожидать подобия в пространственном распределении тех и других частиц во внутренней зоне. Электроны должны иметь распределение несколько более широкое (так как их скорость ближе к скорости света). Полученные экспериментальные данные говорят в пользу этого.

Отметим, что рассмотренный выше нейтронный механизм возникновения корпускулярного излучения около Земли ответствен, скорее всего, за возникновение внутренней зоны.

Источником, обеспечивающим инжекцию частиц во внешнюю зону, могут служить корпускулярные потоки, испускаемые Солнцем. Появление электронов во внешней зоне может быть следствием транспортировки этих электронов от Солнца в магнитных ловушках, указание на существование которых было получено в наших стратосферных опытах¹⁷.

Другой возможный механизм—это передача энергии от протонов к электронам при столкновении корпускулярного потока с магнитным полем Земли или во время длительного их пребывания в земном магнитном поле.

Может быть указана следующая возможность инжекции протонов с энергией $10^4 \div 10^5$ эв во внешнюю зону повышенной радиации. В корпускулярных потоках, исходящих от Солнца, содержатся нейтральные атомы в количестве порядка процента от общего числа частиц. В пределах

внешней зоны часть этих атомов ионизируется и в результате этого захватывается в магнитную ловушку. Ионизация вызывается ультрафиолетовыми лучами Солнца и частицами, находящимися во внешней зоне.

Естественно, что этот механизм приводит к инжекции протонов, а не электронов. Между тем, во внешней зоне на опыте были обнаружены электроны. Поэтому этот механизм может играть существенную роль, если возможна передача энергии от протонов к электронам, хотя бы в течение длительного времени существования этих частиц в ловушке.

Рассмотренный подробно механизм возникновения излучения от распада нейтронов бесспорно должен иметь место вблизи астрофизических объектов, обладающих магнитным полем. Для других механизмов нельзя делать столь определенные выводы, так как свойства межпланетного пространства (например, характер корпускулярных потоков) могут зависеть от расстояния до Солнца. Однако с известными поправками другие механизмы также могут создать радиационные пояса вокруг небесных тел. Поэтому исследование этого излучения в окрестностях планет солнечной системы может явиться средством обнаружения даже слабых магнитных полей. Расчеты показывают, что таким путем могут быть обнаружены магнитные моменты, в 1000 раз меньшие, чем момент Земли.

При полете второй советской космической ракеты на Луну было установлено отсутствие радиационных поясов вокруг Луны. На расстояниях от Луны больше 1000 км интенсивность добавочных излучений меньше 10^{-6} от интенсивности тех же излучений во внешней зоне ЗКИ. Для высот (от Луны) 0—1000 км соответствующее отношение меньше 10^{-4} . Таким образом, можно считать, что практически не существует лунного корпускулярного излучения.

ВЫВОДЫ

1. Вокруг Земли существует две пространственно разобщенные зоны излучений высокой интенсивности.

2. Внешняя зона в экваториальной плоскости начинается на расстоянии около 20 000 км от центра Земли и простирается до расстояний в 60 000 км. Границами зоны являются силовые линии геомагнитного поля. На сравнительно небольших высотах (300—1500 км) внешняя зона наблюдается в интервале геомагнитных широт 55° — 70° . По мере удаления от Земли вдоль силовых линий отмечается резкое возрастание интенсивности излучения, что является экспериментальным доказательством существования около Земли магнитной ловушки для частиц. Зарегистрированы существенные изменения со временем интенсивности излучений в пределах внешней зоны. При полете первой советской космической ракеты 2 января 1959 г. максимум излучения был расположен на расстоянии 26 000 км от центра Земли на силовой линии, пересекающей поверхность Земли на широте 63° . При полете второй советской космической ракеты 12 сентября 1959 г. максимум был расположен на расстоянии 17 000 км на силовой линии 59° .

3. Частицы, входящие в состав внешней зоны, являются электронами. По энергии выделяется две группы электронов. Первая группа состоит из электронов с энергией в несколько десятков килоэлектрон-вольт. Поток электронов с энергией больше 20 кэв в максимуме составляет $10^9 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1}$. Вторая группа состоит из электронов с энергией порядка 10^6 эв . Поток таких электронов в максимуме составляет $10^5 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стерад}^{-1}$.

4. Внутренняя зона в экваториальной плоскости начинается на высоте 600 км в западном полушарии и простирается до расстояний порядка

радиуса Земли. Границей внутренней зоны является силовая линия, выходящая из Земли на геомагнитной широте 35° . Интенсивность излучения во внутренней зоне держалась постоянной в течение одного месяца, по крайней мере, с точностью до 15%.

5. Частицы, входящие в состав внутренней зоны, являются протонами с энергией около 10^8 эв. Поток составляет 10^2 протонов $\text{см}^{-2}\text{сек}^{-1}\text{стерад}^{-1}$. На краю внутренней зоны, приблизительно в интервале геомагнитных широт $35\div 40^\circ$, наблюдается излучение малой энергии (меньше 10^6 эв), состоящее, по-видимому, из электронов. Естественно ожидать, что это излучение существует также и во всей внутренней зоне.

6. Между двумя зонами, в интервале геомагнитных широт $40\text{--}55^\circ$, наблюдается область, где практически отсутствует повышенная интенсивность излучения. Исходя из точности проведенных измерений, можно утверждать, что поток электронов с энергией больше 100 кэв в этой области на высотах $300\div 700$ км меньше 10^{-3} от того же потока в пределах внешней зоны. Поток протонов с энергией больше 10^8 эв меньше 10^{-3} от того же потока в пределах внутренней зоны.

7. Вне магнитного поля Земли излучение состоит из протонов и других ядер. Общий поток составляет 2 част. $\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{сек}^{-1}$. Средняя ионизирующая способность заряженных частиц высокой энергии в 2,5 раза превышает минимальную. Поток фотонов в межпланетном пространстве с энергией $h\nu > 450$ кэв меньше $0,1$ фот. $\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{сек}^{-1}$, а с энергией $h\nu > 45$ кэв меньше 3 фот. $\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{сек}^{-1}$. Таким образом, жесткое электромагнитное излучение не играет в космическом пространстве существенной роли.

За время полета первой и второй космических ракет не обнаружено вариаций указанных выше компонент излучения, превышающих несколько процентов при времени усреднения $10\div 20$ мин.

8. Сравнение экспериментальных данных с теоретическими соображениями показывает, что протоны высокой энергии во внутренней зоне могут возникать за счет распада нейтронов, испускаемых земной атмосферой. Интенсивность излучения в центре внутренней зоны на небольших высотах определяется ионизационными потерями протонов в верхних слоях атмосферы. На геомагнитных широтах более 30° и соответственно на больших высотах в плоскости экватора интенсивность начинает резко падать за счет несовершенства магнитной ловушки на этих широтах. Это несовершенство магнитной ловушки проявляется почти одинаково как для частиц высоких энергий, так и для частиц малых энергий (см. п. 5 выводов). Поэтому представляется маловероятным, чтобы несовершенство магнитной ловушки было связано с несохранением магнитного момента частицы.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. С. Н. Вернов, Н. Л. Григоров, Ю. И. Логачев, А. Е. Чудakov, ДАН СССР 120, № 6 (1958).
2. С. Н. Вернов, А. Е. Чудakov. Изучение космических лучей на ракетах и спутниках в СССР. Доклад на V Ассамблее МГГ (1958). А. Е. Чудakov, Изучение фотонов на третьем спутнике. Доклад на V Ассамблее МГГ (1958). С. Н. Вернов, А. Е. Чудakov, Изучение космических лучей с помощью ракет и спутников в СССР. Доклад на II Международной конференции по применению атомной энергии в мирных целях. С. Н. Вернов, А. Е. Чудakov, П. В. Вакулов, Е. В. Горчаков, Ю. И. Логачев, Сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 2 (1958). С. Н. Вернов, А. Е. Чудakov, Е. В. Горчаков, Ю. И. Логачев, П. В. Вакулов, Planet. Space Sci. 1, 86 (1959).
3. С. Н. Вернов, А. Е. Чудakov, П. В. Вакулов, Ю. И. Логачев, ДАН СССР 125, № 2 (1959). С. Н. Вернов, А. Е. Чудakov, Доклад на Международной конференции по космическим лучам (1959).
4. С. Ш. Долгинов, Н. В. Пушкин, Доклад на Международной конференции по космическим лучам (1959).

5. Г. И. Будкер, Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, т. 3, стр. 3, Изд-во АН СССР, 1958.
6. Н. Н. Боголюбов, Ю. А. Митропольский, Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, М., 1955.
7. Hellwich, Zeits. Naturforsch. 10a, 508 (1955).
8. О. Б. Фирсов, Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, Изд-во АН СССР, 1958.
9. R. M. Kulsrud, Phys. Rev. 106, 205 (1957).
10. F. Herfweck, U. A. Schlüter, Zeits. Naturforsch. 12a, 844 (1957).
11. С. Н. Вернов, Н. Л. Григоров, И. П. Иваненко, А. И. Лебединский, В. С. Мурзин и А. Е. Чудаков, ДАН СССР 124, 1022 (1959).
12. Физика космических лучей, т. I, под ред. Дж. Вильсона, стр. 263, НИИ, 1954.
13. В. С. Мурзин, Диссертация, Москва, 1955.
14. С. Н. Вернов, А. М. Куликов, А. Н. Чаряхьян, Изв. АН СССР, сер. физ. 17, 13 (1953).
15. В. Михневич, Сб. «Искусственные спутники Земли», вып. 2. Доклад президента АН СССР, «Правда».
16. Я. Л. Альперт и др., УФН 65, 161 (1958).
17. А. Н. Чаряхьян. Доклад на Международной конференции по космическим лучам (1959).

См. также публикуемую в этом номере статью Дж. А. Ван Аллена «О радиационной опасности при космических полетах» (стр. 715—724), в которой приведены ссылки на работы Ван Аллена.

