

так как, по-видимому, потоки электронов в области интенсивных полярных сияний оказываются значительно большими, чем потоки электронов в поясах, и поэтому рушатся наши представления о возникновении полярных сияний в результате «высыпания» электронов во время геомагнитных возмущений из поясов радиации.

Первостепенной задачей в настоящее время является определение концентрации малоэнергичных протонов во внешнем поясе и выяснение их роли в геомагнитных явлениях. Многим кажется, и для этого имеются серьезные основания, что главную роль в геомагнитных возмущениях играют именно эти протоны. На Международном конгрессе по мирному использованию космического пространства (США, 1962 г.) появились некоторые предварительные данные на этот счет, однако пока ничего определенного по этому вопросу сказать нельзя.

*В. П. Шабанский*

Май 1962 г.

## ДИНАМИКА, СОСТАВ И ПРОИСХОЖДЕНИЕ КОРПУСКУЛЯРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ЗАХВАЧЕННОГО МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ЗЕМЛИ<sup>1)</sup>

*Дж. Ван Аллен*

### § 1

1. Захват заряженных частиц дипольным магнитным полем. В 1896 г. Биркеланд [6] экспериментально исследовал влияние магнитного поля на движение катодных лучей сначала для относительно изолированного магнитного полюса, а затем для магнитного диполя. Правильная интерпретация первого случая была дана Пуанкаре [51], который проинтегрировал уравнение движения заряженной частицы в поле магнитного заряда. Во втором случае явления, наблюдавшиеся Биркеландом, были гораздо более сложными. Эти явления были аналогичны таким геофизическим явлениям, как полярные сияния, и аналогия побудила Штёрмера подвергнуть детальному теоретическому анализу движение заряженных частиц в поле магнитного диполя. Этот анализ занимает значительное место в работах Штёрмера [67].

Уравнение движения отдельной заряженной частицы в постоянном магнитном поле  $\mathbf{B}$  записывается в виде

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{pc}{Ze} \right) = \mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad (1.1)$$

где  $\mathbf{p}$  и  $\mathbf{v}$  — соответственно импульс и скорость частицы,  $Ze$  — ее электрический заряд в CGSE, который может быть положительным или отрицательным,  $c$  — скорость света. Скалярная величина  $pc/Ze$  есть магнитная жесткость  $R$  частицы, измеряемая в единицах электростатического потенциала (в эргах на единицу заряда, если  $B$  выражается в гауссах, а для всех других величин используются единицы системы CGS; величина магнитной жесткости в вольтах получается умножением ее значения в

<sup>1)</sup> Университет штата Айова, Айова-Сити, США, август 1961 г.

единицах CGS на 300). Абсолютные значения  $p$ ,  $R$  и  $v_1$  являются, очевидно, постоянными движения.

Таким образом, дифференциальное уравнение пространственной траектории частицы принимает форму

$$\left(\frac{R}{B}\right) \frac{dv_1}{ds} = v_1 \times B_1. \quad (1)$$

В уравнении (1.2)  $v_1$  и  $B_1$  — единичные векторы, параллельные  $v$  и  $B$  соответственно, а  $s$  — длина дуги, измеренная вдоль траектории. Все частицы с одинаковой магнитной жесткостью  $R$  и данной скоростью  $v_1$  в определенной точке и в определенном поле движутся по идентичным пространственным траекториям. Общее соотношение между магнитной жесткостью, импульсом, скоростью и кинетической энергией  $E$  можно записать так:

$$R \equiv \frac{pc}{Ze} = \frac{m_0 c^2}{Ze} \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\sqrt{E^2 + 2Em_0 c^2}}{Ze}, \quad (1)$$

где  $m_0$  — масса покоя,  $m_0 c^2$  — энергия покоя и  $\beta = v/c$ .  
В поле магнитного диполя  $M$

$$B = -\text{grad } \Omega = +\text{grad} \left( \frac{M \sin \lambda}{r^2} \right), \quad (1)$$

если  $M$  направлено вдоль отрицательной полярной оси сферической системы координат  $r, \lambda, \omega$ .

Для движения заряженных частиц в поле диполя Штёрмер нашел первый интеграл уравнения (1.2) в виде

$$\sin A = \frac{\cos \lambda}{\left(\frac{r}{b}\right)^2} + \frac{2\gamma}{\frac{r}{b} \cos \lambda}.$$

В выражении (1.5)  $A$  — угол между вектором скорости частицы и проекцией этого вектора на меридиональную плоскость, в которой находится частица,  $b = \sqrt{ZeM/pc}$  — постоянная интегрирования.

Уравнение (1.5) можно переписать так:

$$\frac{r}{b} = \frac{\cos^2 \lambda}{-\frac{\gamma}{b} \pm \sqrt{\left(\frac{\gamma}{b}\right)^2 + \sin A \cos^3 \lambda}}.$$

Найдено, что ограниченное движение динамически возможно тогда и только тогда (если пренебречь частными случаями, мало интересными практически), когда

$$-\infty < \frac{\gamma}{b} < -1.$$

В соответствии с этим условием существуют две не связанные друг с другом области возможного движения (действительно и больше нуля):

область I:  $r_1 \leq r \leq r_2$  (ограниченное движение),  
область II:  $r \geq r_3$  (неограниченное движение).

Область I, в дальнейшем называемая областью захвата, ограничена двумя поверхностями вращения вокруг оси магнитного диполя, а именно

$$\frac{r_1}{b} = \frac{\cos^2 \lambda}{-\frac{\gamma}{b} + \sqrt{\left(\frac{\gamma}{b}\right)^2 + \cos^3 \lambda}}, \quad (1.7a)$$

$$\frac{r_2}{b} = \frac{\cos^2 \lambda}{-\frac{\gamma}{b} + \sqrt{\left(\frac{\gamma}{b}\right)^2 - \cos^3 \lambda}}. \quad (1.76)$$

Внутренней границей области II является поверхность вращения

$$\frac{r_3}{b} = \frac{\cos^2 \lambda}{-\frac{\gamma}{b} - \sqrt{\left(\frac{\gamma}{b}\right)^2 - \cos^3 \lambda}}. \quad (1.7b)$$

Точную траекторию частицы можно найти только с помощью численного интегрирования. Тем не менее уравнения (1.7) позволяют получить существенную информацию общего характера.

Штёрмер интересовался главным образом траекториями частиц, приходящих из бесконечности, и уделил мало внимания траекториям, находящимся в области I. Он опубликовал [66] рассчитанный численно случай конечной траектории, который мы используем здесь как пример общей траектории. Меридиональная проекция этой траектории дана на рис. 1.

Показанное на рис. 1 движение частицы сопровождается, конечно, движением по  $\omega$ , которое мы не рассматриваем.

Траектория на рис. 1 характеризуется следующими значениями введенных выше величин (индекс «нуль» относится к соответствующим величинам при инжекции

$$\begin{aligned}\gamma/b &= -1,50, \\ r_0/b &= 0,24857, \\ \lambda_0 &= 26^\circ 29',5, \\ \cos \lambda_0 &= 0,89500, \\ \sin A_0 &= +1,0000.\end{aligned}$$

Поэтому

$$\begin{aligned}\frac{r_1}{b} &= \frac{\cos^2 \lambda}{1,50 + \sqrt{2,25 + \cos^3 \lambda}}, \\ \frac{r_2}{b} &= \frac{\cos^2 \lambda}{1,50 + \sqrt{2,25 - \cos^3 \lambda}}, \\ \frac{r_3}{b} &= \frac{\cos^2 \lambda}{1,50 - \sqrt{2,25 - \cos^3 \lambda}}.\end{aligned}$$

При  $\cos \lambda = 0,89500$  получаем:  $r_1/b = 0,24857$ ,  $r_2/b = 0,29254$  и  $r_3/b = 3,0597$ . Следовательно, условия

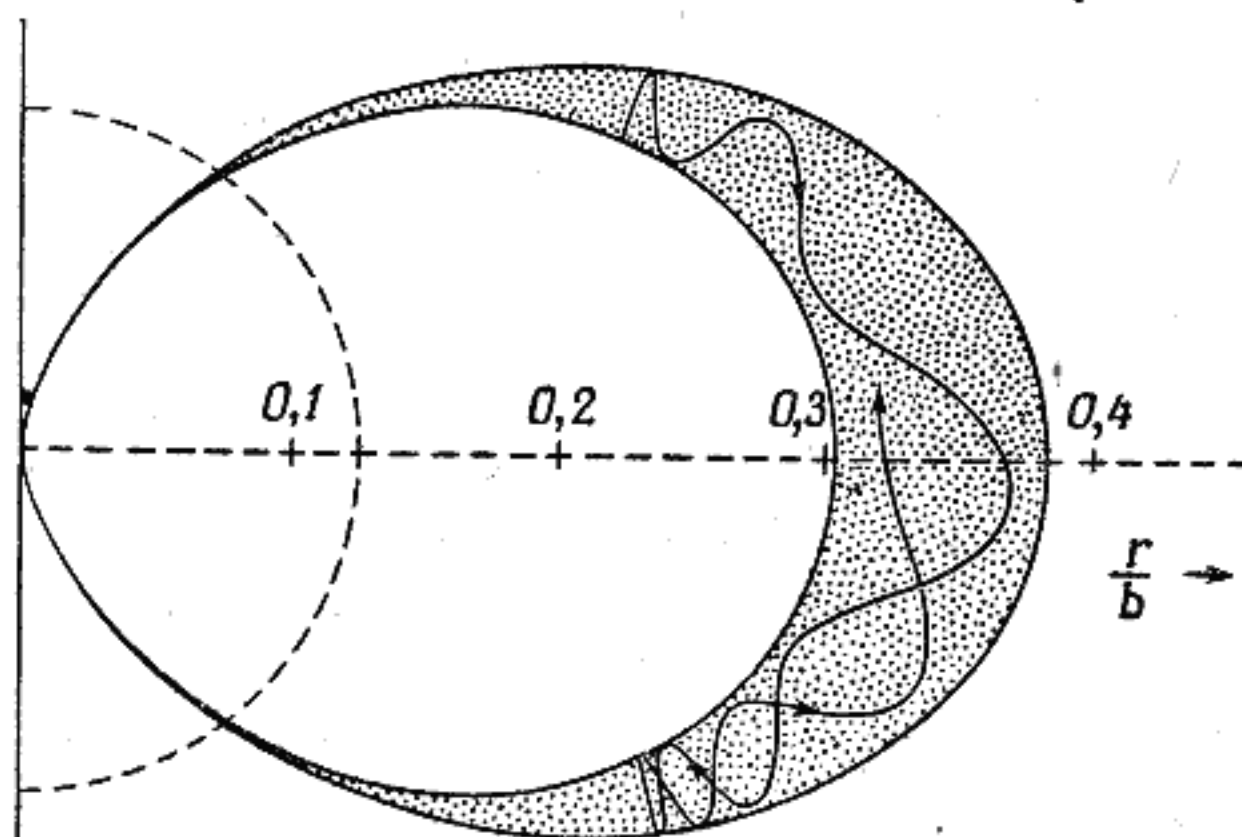


Рис. 1. Проекция пространственной траектории электрически заряженной частицы на меридиональную плоскость в поле магнитного диполя, показывающая точные границы области захвата.

инжекции таковы, что  $r_1 \leq r \leq r_2$ , и частица после инжекции непременно захватывается навсегда. На экваторе (при  $\lambda = 0$ )  $r_1/b = 0,30277$ ;  $r_2/b = 0,38197$  и  $r_3/b = 2,6180$ . (Ср. рис. 1, на котором каждое деление

линейной шкалы по горизонтальной оси  $r/b$  равно 0,1.)

Физические параметры, относящиеся к рассмотренной Штёрмером траектории, имеют следующие значения:

$$pc = 1,548 \cdot 10^{-3} \text{ эрг (966 Мэв)},$$

$$Ze = 4,80 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE},$$

$$M = 8,06 \cdot 10^{25} \text{ гс} \cdot \text{см}^3,$$

$$b = \sqrt{\frac{ZeM}{pc}} = 5,0 \cdot 10^9 \text{ см},$$

$$r_0 = 1,243 \cdot 10^9 \text{ см} = 1,95 \text{ земных радиусов},$$

$$A_0 = +90^\circ,$$

$$\lambda_0 = 26^\circ 29',5,$$

$r_1$  (при  $\lambda = 0$ ) =  $1,514 \cdot 10^9$  см = 2,38 земных радиусов,

$r_2$  (при  $\lambda = 0$ ) =  $1,910 \cdot 10^9$  см = 3,00 земных радиусов.

Значение  $r_2$  максимально на экваторе, при  $\lambda = 0$  (для данного  $A$  и при  $\gamma/b < -1$ ). Если  $\gamma/b = -1$ , то значение  $r_2$  больше, чем для любого меньшего значения  $\gamma/b$ . Следовательно, максимальное радиальное расстояние внешней границы области захвата находится из соотношения

$$\frac{r_{2m}}{b} = 1.$$

Максимальное радиальное расстояние  $r_1$  внутренней границы при  $\lambda = 0$  равно

$$\frac{r_1}{b} = (1 + \sqrt{2})^{-1} = 0,414 \left( \frac{r_{2m}}{b} \right).$$

В применении к геомагнитному полю первое из этих соотношений дает

$$r_{2m}^2 = \frac{59,5Z}{pc}, \quad (1.8)$$

где  $r_{2m}$  — выраженное в радиусах Земли ( $R_E = 6371$  км) максимальное радиальное расстояние внешней границы области захвата в плоскости  $\lambda = 0$  для частицы с зарядом  $Ze$  и импульсом  $p$  (измеренным в единицах  $10^9$  эв/с).

В табл. 1 приведено несколько значений  $r_{2m}$ , вычисленных по уравнению (1.8).

Таблица

| $r_{2m}, R_E$ | Соответствующее $r_1$ при $\lambda=0, R_E$ | $\frac{pc}{Z}, \text{ Мэв}$ | $E$ протона, $\text{Мэв}$ | $E$ электронов, $\text{Мэв}$ |
|---------------|--|-----------------------------|---------------------------|------------------------------|
| 1,00          | 0,41                                       | $59,5 \cdot 10^3$           | $58,6 \cdot 10^3$         | $59,5 \cdot 10^3$            |
| 2,00          | 0,83                                       | 14,9                        | 14,0                      | 14,90                        |
| 4,00          | 1,66                                       | 3,72                        | 2,90                      | 3,72                         |
| 6,00          | 2,49                                       | 1,65                        | 0,96                      | 1,65                         |
| 10,00         | 4,14                                       | 0,60                        | 0,173                     | 0,60                         |
| 15,00         | 6,21                                       | 0,264                       | 0,036                     | 0,264                        |

Для случая отдельных невзаимодействующих заряженных частиц, движущихся в поле неподвижного магнитного диполя в вакууме, теория захвата Штёрмера обладает известной законченностью. Затратив соответствующие усилия на вычисления, можно рассчитать движение частицы с желаемой степенью точности.

Если теперь мы рассмотрим диполь, окруженный не проницаемой сферой, центр которой совпадает с центром диполя, и попытаемся применить теорию к реальному геофизическому случаю, то столкнемся с вопросом, на который, насколько известно автору, еще нет удовлетворительного теоретического ответа. Вопрос состоит в следующем:

Поскольку данная захваченная частица совершает колебания по широте и долготе, существует ли минимальное расстояние  $r'_m$  приближения к диполю, которое можно было бы выразить через параметры задачи?

Желательно, конечно, иметь точный ответ на этот вопрос, но, даже если такой ответ получить нельзя, будет весьма полезна качественная оценка этой величины.

Большое количество траекторий, опубликованных Штёрмером и другими, создает у нас впечатление, что можно надеяться получить оценку по крайней мере статистического характера, скажем, в такой форме: определенная частица имеет вероятность 0,01 приблизиться к диполю на расстояние меньше  $< r'_m$  за  $10^7$  широтных

колебаний. Имеется четыре очевидных подхода к решению вопроса:

а) Дальнейшее изучение динамической проблемы в духе работы Штёрмера, Леметра и Валларта [68], в которой рассматривались траектории частиц, приходящих из бесконечности. Однако теперь нужно обращать особое внимание на захват частиц.

б) Изучение методами статистической механики [14].

в) Широкая программа численных расчетов с использованием современных вычислительных машин.

г) Экспериментальные исследования.

Ранние эксперименты Биркеланда с намагниченной тереллой и аналогичные более поздние опыты Брюхе [8], Мальмфорса [39] и Беннета [5] дали прекрасную экспериментальную картину траекторий, приходящих из бесконечности и уходящих в бесконечность, а также картину конечных траекторий. Однако из-за рассеяния в газе и из-за других технических ограничений никакого уверенного количественного ответа на основной вопрос получить не удалось. Среди недавних экспериментальных методов, применявшихся в этой области, пожалуй, наиболее перспективен метод Гибсона, Жордана и Лауэра [20]. Им удалось в течение времени порядка 10 сек удерживать позитроны (продукты распада  $\text{Ne}^{19}$ ) внутри лабораторной цилиндрической установки с «магнитными зеркалами». Поскольку это время удовлетворительно согласуется с временем жизни, обусловленным многократным рассеянием в остаточном газе, то время удержания в сверхвысоком вакууме, по-видимому, должно быть по крайней мере на порядок больше и могло бы быть бесконечным. Экспериментальная установка, на которой были проведены эти опыты, имела следующие параметры (значения взяты из опубликованного отчета или оценены по данным, приведенным в этом отчете):

|   |         |
|---|---------|
| Диаметр вакуумной камеры . . . . .        | 50 см   |
| Длина вакуумной камеры . . . . .          | 150 см  |
| Магнитное поле в центре камеры . . . . .  | 1300 гс |
| Магнитное поле на концах камеры . . . . . | 2340 гс |
| Средняя энергия позитронов . . . . .      | 1 Мэв   |

|   | Продолжение                             |
|---|---|
| Средняя магнитная жесткость позитронов . . . . .                                  | 4740 гс·см                              |
| Средний ларморовский диаметр . . . . .  | ~ 5 см                                  |
| Ларморовская частота . . . . .  | ~ 2 · 10 <sup>9</sup> сек <sup>-1</sup> |
| Среднее время жизни захваченных частиц . . . . .                                  | ≥ 10 сек                                |
| Среднее число ларморовских периодов . . . . .                                     | > 2 · 10 <sup>10</sup>                  |
| Среднее число столкновений с «зеркалом» . . . . .                                 | ≥ 10 <sup>8</sup>                       |
| Значение $\rho \left  \frac{\text{grad } B}{B} \right $ вблизи «зеркал» . . . . . | ~ 0,02                                  |

Количественное приложение этих результатов будет рассмотрено в следующем разделе.

**2. Приближение Альфвена.** Утомительная процедура прямого применения теории захвата Штёрмера во многих практически важных случаях значительно облегчается, если пользоваться приближенной теорией Альфвена. Приближение Альфвена дает простую основу для ясного и наглядного описания движения захваченных магнитном поле частиц и для обсуждения многих таких теоретических проблем. Более того, оно, при некоторых условиях, дает ответ на вопрос, поставленный в конце предыдущего раздела. Ниже излагаются основы теории Альфвена [1].

В случае, когда траектория заряженной частицы образует много петель в интересующей нас области магнитного поля, линейные размеры одной петли малы по сравнению с размерами области; во многих практически важных случаях за время одного оборота частица движется в приблизительно однородном поле. Детальное определение траектории с помощью численных методов часто лежит за пределами возможного. Более того, такие подробности могут оказаться малоинтересными или даже совсем ненужными. Поэтому Альфвен предлагает сначала рассчитать движение в однородном поле, а затем рассматривать влияние неоднородностей в качестве возмущения.

В однородном поле заряженная частица совершает движение по спирали, слагающееся из равномерного движения параллельно полю **B** и из вращения в плоскости перпендикулярной **B**. Мгновенный центр окружности

является *ведущим центром* траектории частицы. Следовательно, движение частицы в однородном поле можно отождествить с равномерным прямолинейным движением в ведущего центра параллельно **B**. В приближении Альфвена движущаяся по спирали частица рассматривается как элементарный магнитный диполь (круговой ток Ампера). Движению ведущего центра соответствует, таким образом, движению этого диполя. Абсолютная величина момента диполя  $\mu$  равна произведению проекции площади окружности, описываемой частицей, на плоскость, перпендикулярную **B**, и эквивалентного тока, текущего по контуру,

$$\mu = (\pi r^2) \frac{Ze v}{c},$$

где  $r$  — радиус окружности, а  $v$  — ларморовская частота. Учет (1.1) магнитный момент можно записать в виде

$$\mu = \frac{p_{\perp}^2 \sqrt{1 - \beta^2}}{2mB}. \quad (1.9)$$

В формуле (1.9) величина  $p_{\perp} = p \sin \alpha$  представляет собой компоненту  $p \perp B$ ,  $\alpha$  — угол между  $p$  и **B**,  $\beta = v/c$  является константой движения,  $m$  — масса покоя частицы.

Очевидно, в однородном постоянном во времени магнитном поле величина  $\mu$  не меняется. Более того, Альфвен показал, что даже в неоднородном, меняющемся во времени магнитном поле  $\mu$  является адиабатическим инвариантом движения, если только

$$\rho \left| \frac{\text{grad } B}{B} \right| \ll 1 \quad (1.10)$$

$$\frac{1}{Bv} \left| \frac{\partial B}{\partial t} \right| \ll 1. \quad (1.11)$$

Сохранение магнитного момента  $\mu$  важно для использования его при рассмотрении задачи геомагнитного захвата. Этот предмет интенсивно исследуется теоретически, в особенности в работах, посвященных магнитному удержанию в установках, предназначенных для изучения управляемых термоядерных реакций.

Центральный вопрос этой задачи состоит в следующем: ведет ли несохранение  $\mu$  в рассматриваемой области к утечке частиц из области захвата за конечное время, и можно ли это время выразить через параметры задачи? Вопрос аналогичен поставленному в конце предыдущего раздела. В этом можно убедиться из следующего.

Если  $\mu$  действительно сохраняется, то из уравнения (1.9) следует, что

$$\frac{\sin^2 \alpha}{B} = \text{const.}$$

На данной силовой линии, вдоль которой движется ведущий центр частицы,  $B$  минимально и равно  $B_0$  в экваториальной плоскости ( $\lambda = 0$ ). Поэтому в этой плоскости  $\alpha$  минимально и равно  $\alpha_0$ . Точка отражения (точка возврата) траектории ведущего центра соответствует значению  $B$ , при котором  $\alpha = \pi/2$ , или

$$B_M = \frac{B_0}{\sin^2 \alpha_0}.$$

Таким образом, движение ведущего центра выглядит как колебание между двумя сопряженными точками отражения, находящимися в противоположных полусферах. Абсолютная величина  $B$  одинакова в этих двух точках и выражается соотношением (1.13). Этот результат не зависит от массы, заряда или энергии частицы, если выполнены условия (1.10) и (1.11). Ведущий центр претерпевает также монотонный (хотя и неоднородный) дрейф по долготе, который мы рассмотрим в следующем разделе.

Строгая теория Штёрмера гарантирует, что частица, будучи инжектирована в область пространства, определенную в предыдущем разделе, совершает конечное движение (при отсутствии возмущения). Это условие остается применимым к движению, рассматриваемому в приближении Альфвена; другими словами, движение частицы ограничено двумя известными поверхностями отражения. Более того, если  $\mu$  строго сохраняется, геометрические места сопряженных точек отражения представляют собой малые окружности, образованные пересечением конусов с центральной криволинейной поверхностью Штёрмеровской области захвата. Раствор этих конусов равен  $2(\pi/2 \pm \lambda_M)$ , а оси параллельны оси диполя. Если же строгое сохранение  $\mu$  не имеет места, то возникают следующие вопросы:

а) Подвержена ли широта отражения  $\pm \lambda_M$  регулярным или нерегулярным колебаниям внутри конечной области  $\lambda'_M - \lambda''_M$  около среднего значения, определяемого уравнением (1.13)? Если это так, то можно ли выразить границы области  $\lambda'_M$  и  $\lambda''_M$  через параметры задачи?

б) Или же широта отражений постепенно смещается от некоторой начальной величины  $\lambda_{M_0}$ , так что после достаточного количества циклов широта отражений может принять любое значение между  $\pi/2$  и 0? Если это так, то возможно ли найти функцию  $P(n, \lambda_M, \lambda_{M_0})$ , определяющую вероятность того, что через  $n$  циклов широта отражения достигнет значения  $\lambda_M$ ?

По-видимому, эксперименты Гибсона и др. [20] и полученные независимо результаты Родионова [55] дают в настоящее время наилучшие ответы на эти вопросы. Обсуждение этой проблемы мы продолжим ниже. Пока будем предполагать, что  $\mu$  сохраняется.

3. **Характеристические времена геомагнитного захвата.** Движение частиц, захваченных геомагнитным полем, можно рассматривать как суперпозицию трех циклических движений. Первое из них характеризуется лармовским периодом  $\tau_1$  и является движением частицы по окружности, центр которой есть ведущий центр задачи. Второе, с периодом  $\tau_2$ , есть колебания ведущего центра между точками отражения. Третье, с периодом  $\tau_3$ , представляет собой дрейф ведущего центра по долоте вокруг Земли.

Зная соответствующие периоды циклов, мы можем кратко описать движение частиц в спокойном и возмущенном геомагнитном поле. Период движения по окружности выражается формулой

$$\tau_1 = \frac{2\pi mc}{ZeB\sqrt{1-\beta^2}} \quad (1.14)$$

независимо от угла входа  $\alpha$ . Например, на расстоянии  $r_0$  от центра Земли в плоскости геомагнитного экватора (в радиусах Земли) — экваториальный радиус силовой линии, вдоль которой осциллирует ведущий центр.

$$\tau_1 = 1,146 \cdot 10^{-6} \frac{mr_0^3}{Z\sqrt{1-\beta^2}} \text{ сек,}$$

где  $m$  — масса покоя частицы, измеренная в единицы массы электрона, а  $r_0$  измеряется в радиусах Земли. Для наших целей достаточно отметить, что ларморовские периоды захваченных электронов в основном лежат в пределах от 1 до 1000 мксек, а периоды протонов — от 2 до 1000 мсек.

Период второго колебательного движения записывается в виде

$$\tau_2 = 4 \int_0^{\lambda_M} \frac{ds}{v_{\parallel}}, \quad (1)$$

где  $ds$  — длина дуги силовой линии, по которой движется ведущий центр, а  $v_{\parallel}$  — компонента скорости частицы, параллельная  $\mathbf{B}$ . Из уравнения (1.12) следует, что

$$v_{\parallel} = v \sqrt{1 - \frac{B}{B_M}}$$

Поэтому

$$\tau_2 = \frac{4}{v} \int_0^{\lambda_M} \frac{ds}{\sqrt{1 - \frac{B}{B_M}}}$$

Хэмлин, Карплус, Вик и Уотсон [21] привели выражение (1.17) к виду

$$\tau_2 = \frac{4r_0}{v} T(\alpha_0).$$

Безразмерная функция  $T(\alpha_0)$  монотонно увеличивается от значения 0,74 при  $\alpha_0 = \pi/2$  до 1,38 при  $\alpha_0 = 0$  и приближенно представляется выражением

$$T(\alpha_0) \approx 1,30 - 0,56 \sin \alpha_0.$$

В геомагнитном поле

$$\tau_2 = 0,085 \frac{r_0}{\beta} T(\alpha_0) \text{ сек,} \quad (1)$$

где  $r_0$  (в радиусах Земли) — экваториальный радиус силовой линии, вдоль которой осциллирует ведущий центр. Характерные значения  $\tau_2$  для  $r_0 = 2,0R_E$  и  $\alpha_0 = \pi/2$  приведены в табл. 2.

Таблица 2

| Частица  | Кинетическая энергия | $\beta$              | $\tau_2$ , сек |
|----------|----------------------|----------------------|----------------|
| Электрон | 10 кэв               | 0,195                | 0,64           |
|          | 100                  | 0,548                | 0,23           |
|          | 1 Мэв                | 0,941                | 0,13           |
| Протон   | 10 кэв               | $4,61 \cdot 10^{-3}$ | 27,3           |
|          | 100                  | $1,46 \cdot 10^{-2}$ | 8,6            |
|          | 1 Мэв                | $4,61 \cdot 10^{-2}$ | 2,7            |
|          | 10                   | 0,146                | 0,86           |
|          | 100                  | 0,428                | 0,29           |
|          | 1 Бэв                | 0,875                | 0,14           |

В дополнение к колебательному движению ведущего центра из одной полусферы в другую существует дрейф ведущего центра по широте, связанный с неоднородностью поля и с центробежной силой, действующей на ведущий центр при его движении вдоль криволинейной силовой линии. Для частиц разного знака дрейф происходит в противоположных направлениях. В земном поле электроны дрейфуют к востоку, протоны — к западу.

Скорость дрейфа была выведена Альфвеном и позже рассматривалась Спитцером [65], Уэлчем и Уитекером [93], Нортропом и Теллером [45], Хэмлином, Карплусом, Виком и Уотсоном [21], а также Лью [36]. Последний выразил результаты в особенно удобной форме. Время  $\tau_3$ , требуемое для одного полного оборота вокруг Земли, дано Лью в виде

$$\tau_3 = 172,4 \frac{1+\epsilon}{\epsilon(2+\epsilon)} \frac{1}{\beta} \frac{G}{F} \text{ мин.} \quad (1.20)$$

Здесь

$$\epsilon = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1$$

— отношение кинетической энергии частицы к ее энергии покоя,  $m$  — масса покоя частицы, выраженная в единицах массы покоя электрона,  $r_0$  — экваториальное расстояние (в радиусах Земли) до силовой линии, вдоль которой движется ведущий центр, и  $G/F$  — отношение периода дрейфа частиц, отражающихся при  $\lambda_M$ , к периоду дрейфа частиц, отражающихся при  $\lambda_M = 0$ . Величина

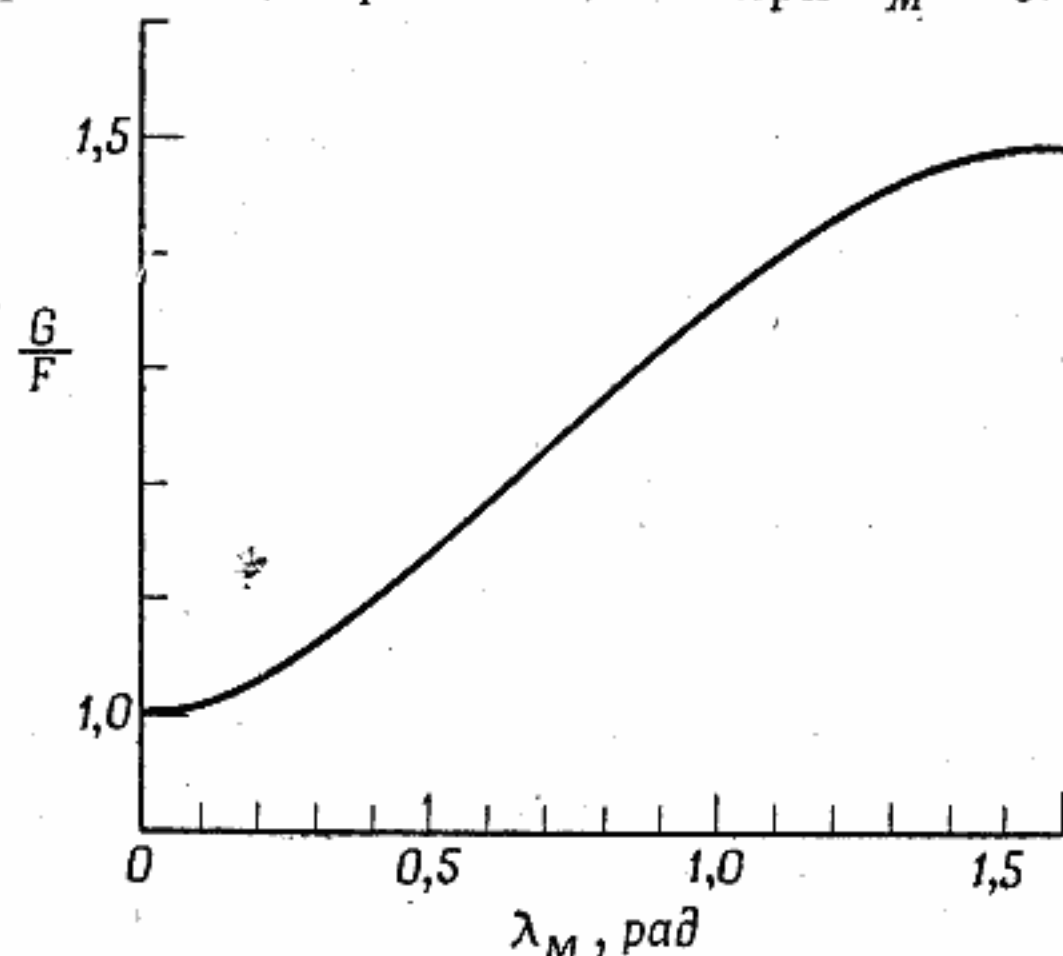


Рис. 2. Функция  $G/F$  в зависимости от широты отражения, используемая вместе с рис. 3 при нахождении функции долготного дрейфа (по Лью).

$G/F$  порядка единицы и зависит только от  $\lambda_M$ . Функция  $G/F$  показана на рис. 2, а значения этой функции приведены в табл. 3.

Таблица  $\rho = \frac{p_{\perp} c}{eB} = \frac{pc \sin \alpha}{eB}$ , (1.21)

| $\lambda_M$ , рад | $G/F$ | $\lambda_M$ , рад | $G/F$ | $\lambda_M$ , рад | $G/F$ |
|-------------------|-------|-------------------|-------|-------------------|-------|
| 0,0               | 1,000 | 0,6               | 1,186 | 1,2               | 1,440 |
| 0,1               | 1,007 | 0,7               | 1,232 | 1,3               | 1,467 |
| 0,2               | 1,028 | 0,8               | 1,278 | 1,4               | 1,487 |
| 0,3               | 1,060 | 0,9               | 1,323 | 1,5               | 1,498 |
| 0,4               | 1,098 | 1,0               | 1,366 | $\pi/2$           | 1,500 |
| 0,5               | 1,141 | 1,1               | 1,406 |                   |       |

где  $e$  выражено в CGSE,  $1,440^2$  — в эрг,  $\rho$  — в см и  $B$  — в эс. При данном импульсе частицы радиус  $\rho$  пропорционален  $\sin \alpha$ . Для получения характерных численных величин

На рис. 3 дана функция «долготного дрейфа»  $F/G$  в зависимости от кинетической энергии электронов и протонов. Ясно подметил, что период долготного дрейфа у электронов всегда больше, чем у протонов с той же кинетической энергией, и никогда не превышает его больше чем в два раза.

4. Ларморовский радиус захваченных частиц. При рассмотрении возмущений, действующих на захваченные частицы, удобно иметь для справок данные о величинах ларморовского радиуса протонов и электронов различных энергий в геомагнитном поле. Настоящий раздел содержит краткую сводку необходимых величин. Из уравнения (1.1) следует, что

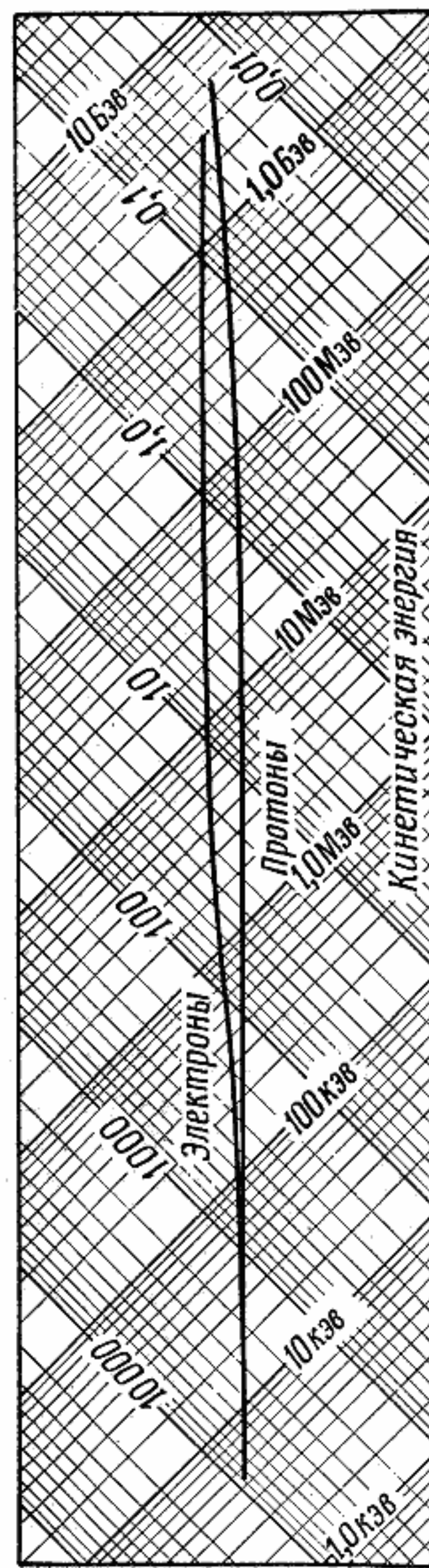


Рис. 3. График для отыскания периода  $\tau_3$  долготного дрейфа электронов и протонов различных энергий на магнитных оболочках, пересекающих экватор на радиальном расстоянии  $r_0$ .



запишем уравнение (1.21) для точки на геомагнитном экваторе при  $\alpha = \pi/2$

$$\rho = 107,0 r_0^3 \rho c \text{ м};$$

здесь  $r_0$  измеряется в радиусах Земли,  $\rho c$  — в Мэв, численные значения  $\rho$  при  $\lambda = 0^\circ$ ,  $\alpha = \pi/2$  и  $r_0 = 2,0$  ведены в табл. 4.

Таблица

и определить

| Частица  | Кинетическая энергия | $\rho c$  | $\rho$ |
|----------|----------------------|-----------|--------|
| Электрон | 10 кэв               | 0,102 Мэв | 87 м   |
|          | 100                  | 0,335     | 287    |
|          | 1 Мэв                | 1,422     | 1,22   |
| Протон   | 10 кэв               | 4,33 Мэв  | 3,71   |
|          | 100                  | 13,70     | 11,7   |
|          | 1 Мэв                | 43,3      | 37,1   |
|          | 10                   | 137,4     | 118    |
|          | 100                  | 444,5     | 381    |
|          | 1 Бэв                | 1695      | 1451   |

## § 2

**1. Роль адиабатических инвариантов в геомагнитном захвате.** В соответствии с тремя классами рассмотренных выше циклических движений существуют три адиабатических инварианта движения захваченных частиц.

Первый инвариант — это альфвеновский магнитный момент  $\mu$ . Характерным следствием сохранения  $\mu$  является расположение точек отражения на поверхности постоянной абсолютной величины вектора  $\mathbf{B}$  ( $= B_M$ ).

Второй инвариант часто называется долготным интегральным инвариантом. Он равен интегралу действия осциллирующего движения ведущего центра между точками отражения

$$J = \int_M^{M^*} p_{\parallel} ds,$$

где интегрирование ведется вдоль магнитной силовой линии между точкой отражения  $M$  и сопряженной ей точкой  $M^*$ . Сохранение  $J$  было впервые обнаружено Розенблютом [45]. Удобно переписать (2.1) в виде

$$J = p \int_M^{M^*} \sqrt{1 - \frac{B}{B_M}} ds$$

$$I = \frac{J}{p} = \int_M^{M^*} \sqrt{1 - \frac{B}{B_M}} ds. \quad (22)$$

Величина  $I$ , имеющая размерность длины, определяется только магнитным полем и может быть отнесена к точке отражения  $M$  (или  $M^*$ ). Правило Розенблота о сохранении  $I$  дает возможность выделить семейство отрезков магнитных силовых линий, образующее однопараметрическую трехмерную поверхность («магнитную оболочку»), на которой в дальнейшем — в той мере, в которой этого требует сохранение  $\mu$  и  $I$ , — находится ведущий центр захваченной частицы при его движении в нерегулярном магнитном поле.

Сохранение  $I$  существенно для понимания захвата в реальном нерегулярном магнитном поле, которое не обладает осевой симметрией и для которого не существует первого интеграла Штёрмера. Это утверждение иллюстрируется рис. 4. Допустим, что поверхность  $B = \text{const}$ , показанная на этом рисунке, является геометрическим местом точек отражения для данной частицы. Пусть ведущий центр частицы в данный момент движется вдоль силовой линии, показанной на рисунке справа и соответствующей значению  $I = I_0$ . Возникает вопрос, вдоль какого из бесконечного количества отрезков силовых линий, соответствующих значениям  $I = I_0, I_1, I_2$  и т. д. (показанных слева на рис. 4) и имеющих точки отражения на рассматриваемой поверхности  $B = \text{const}$ , будет двигаться ведущий центр частицы спустя некоторое время после того, как он продрейфовал по долготе? Согласно принципу Розенблота, такой отрезок силовой линии будет характеризоваться значением  $I = I_0$ .

Предполагается, что  $I$  перестает сохраняться, когда появляются возмущения магнитного поля, сравнимые по времени с периодом  $\tau_2$ . Типичные величины  $\tau_2$  имеют порядок долей секунды. В настоящее время нет никаких количественных данных, на основе которых можно было бы удовлетворительным образом рассчитать скорость изменения как  $I$ , так и  $\mu$  при подобных возмущениях магнитного поля.

Третьим и наиболее слабо сохраняющимся адиабатическим инвариантом является поток  $\Phi$  индукции  $\mathbf{B}$  через

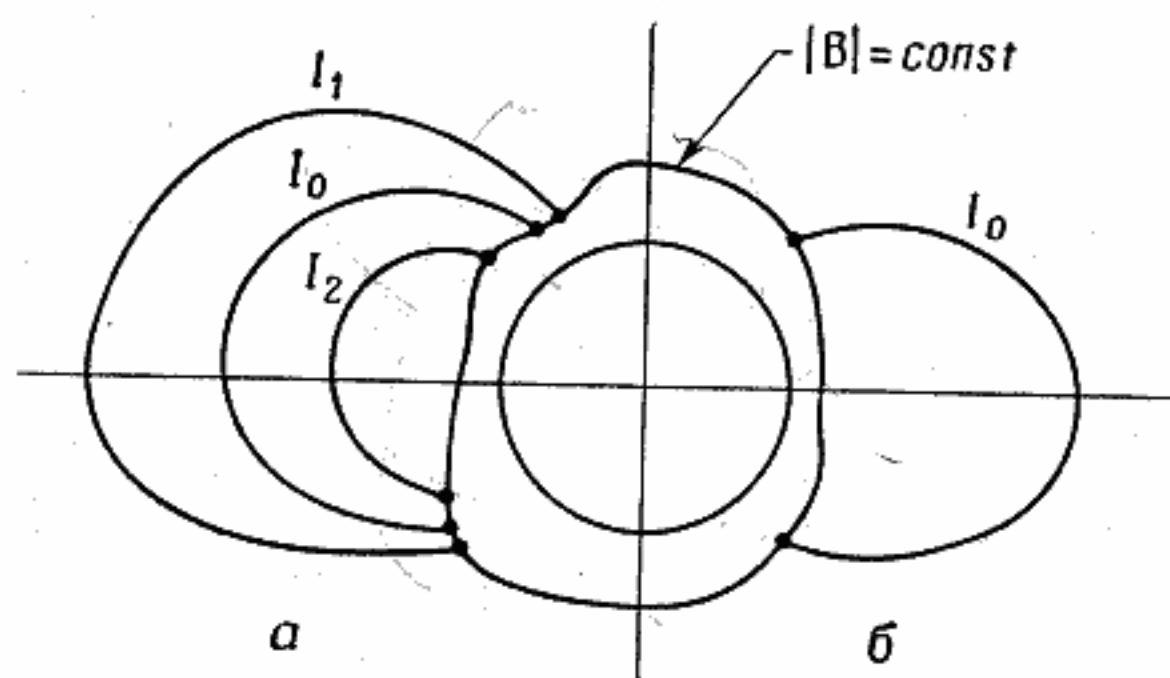


Рис. 4. Иллюстрация законов сохранения адиабатических инвариантов  $\mu$  и  $I$  в геомагнитном поле.

*a* — реальное поле; *b* — дипольное поле.

поверхность, ограниченную магнитной оболочкой, определяемой условием  $I = \text{const}$  (при вычислении потока предполагается идущим через поверхность в одном направлении). Нортроп и Теллер [45] показали, что  $d\Phi/dt = 0$ , если магнитное поле внутри рассматриваемой области приблизительно постоянно в течение времени. Из рис. 3 видно, что для электронов и протонов типичных энергий  $\tau_3$  меняется в широких пределах: от нескольких минут до нескольких суток. Следовательно, в реальных условиях не будет ничего неожиданного в том, что  $\Phi$  не сохраняется, даже если сохраняются  $I$  и  $\mu$ . Более того, несохранение  $\Phi$  сильно зависит от энергии частицы.

Величина  $\tau_3$  дает нам также меру расстояний, на которых можно ожидать нарушения осевой симметрии при меняющихся во времени условиях [93]. Например, если некоторое количество электронов с энергиями порядка 100 кэВ инжектируется в поле на расстоянии  $r_0 = 3R_E$ , то  $\tau_3 \approx 3$  часа и для установления осевой симметрии потребуется время порядка суток.

Подводя итоги, можно утверждать, что теория, связанная с тремя адиабатическими инвариантами  $\mu$ ,  $I$  и  $\Phi$ , а также с тремя соответствующими периодами  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  и  $\tau_3$ , важна для понимания не только стационарной картины захваченного излучения, но и любых предполагаемых временных или пространственных возмущений в реальной геофизической обстановке.

2. Естественная система координат для частиц, захваченных в геомагнитное поле. Одна из проблем изучения частиц высокой энергии, временно захваченных магнитным полем Земли, состоит в установлении вида имеющихся частиц, в измерении абсолютных энергетических спектров каждого вида частиц и в исследовании этих характеристик в зависимости от места в пространстве, направления и времени.

Задачу можно кратко сформулировать с помощью следующих обозначений. Пусть  $j_i$  — направленная плотность потока частиц вида  $i$  с энергиями  $E \pm dE$ ;  $r$ ,  $\varphi$ ,  $\theta$  — географические полярные координаты произвольной точки в окрестности Земли;  $l$ ,  $m$ ,  $n$  — направляющие косинусы рассматриваемого направления в пространстве;  $E$  — кинетическая энергия частицы;  $t$  — время. Следовательно, цель состоит в нахождении функций

$$j_i(r, \varphi, \theta, l, m, n, E, t),$$

где  $i$  может означать электроны, протоны,  $\alpha$ -частицы и т. д. Трудности эксперимента, который бы непосредственно соответствовал приведенному выражению, вряд ли преодолимы. К счастью, применение изложенной выше теории захвата к случаю стационарного состояния чрезвычайно упрощает задачу.

а) Картина явлений в любой точке имеет осевую симметрию относительно вектора  $\mathbf{B}$  магнитного поля и зеркальную симметрию по отношению к плоскости, перпендикулярной  $\mathbf{B}$ . Следовательно, все направления, составляющие угол  $\alpha$  (или  $180^\circ - \alpha$ ) с вектором  $\mathbf{B}$  в данной точке, эквивалентны.

б) Внутри данной геомагнитной оболочки, определенной интегральным адиабатическим инвариантом  $I$  единственным параметром  $L$  (см. ниже), полная зависимость  $j_i$  от угла и местоположения в пространстве определяется зависимостью  $j_i$  от угла  $\alpha_0$  по отношению к вектору  $\mathbf{B}$  в том месте оболочки, где этот вектор имеет минимальную величину (говоря нестрого, — на магнитном экваторе).

Следовательно, экспериментальная задача для стационарного состояния сводится к определению функции

$$j_i(L, \alpha_0, E).$$

Два адиабатических инварианта  $\mu$  и  $I$  в пределах ограничений, накладываемых при их применении, дают «естественную» систему геомагнитных координат, позволяющую проводить сопоставление наблюдаемых данных, относящихся к различным географическим координатам. Такая система координат дает возможность проводить исчерпывающее изучение большого количества данных, полученных в стационарных условиях, и тем самым создает предпосылки для исследования временных флуктуаций.

В стационарном магнитном поле все частицы, отражающиеся на данной поверхности  $B = \text{const}$ , будут отражаться на ней и в дальнейшем, а плотность потока  $j_i(B, \alpha_0)$  на данной магнитной оболочке не зависит от величины и направления  $\text{grad } B$ . Кроме того, орбиты частиц дрейфуют вокруг Земли по таким совокупностям силовых линий, которых требует условие сохранения энергии. Как отмечалось выше, этот принцип выделяет единственную совокупность силовых линий, образующих магнитную оболочку. Система координат  $B, I$  для идеализированного диполя сравнительно проста. Тем не менее необходимо рассмотреть форму поверхностей  $B = \text{const}$  и  $I = \text{const}$  для диполя. Несколько случаев показаны

на рис. 5. Поверхности  $B = \text{const}$  и  $I = \text{const}$  пересекаются по системе малых окружностей различных радиусов с центрами на оси диполя. Каждая пара таких поверхностей пересекается по двум окружностям, расположенным в противоположных полушарах.

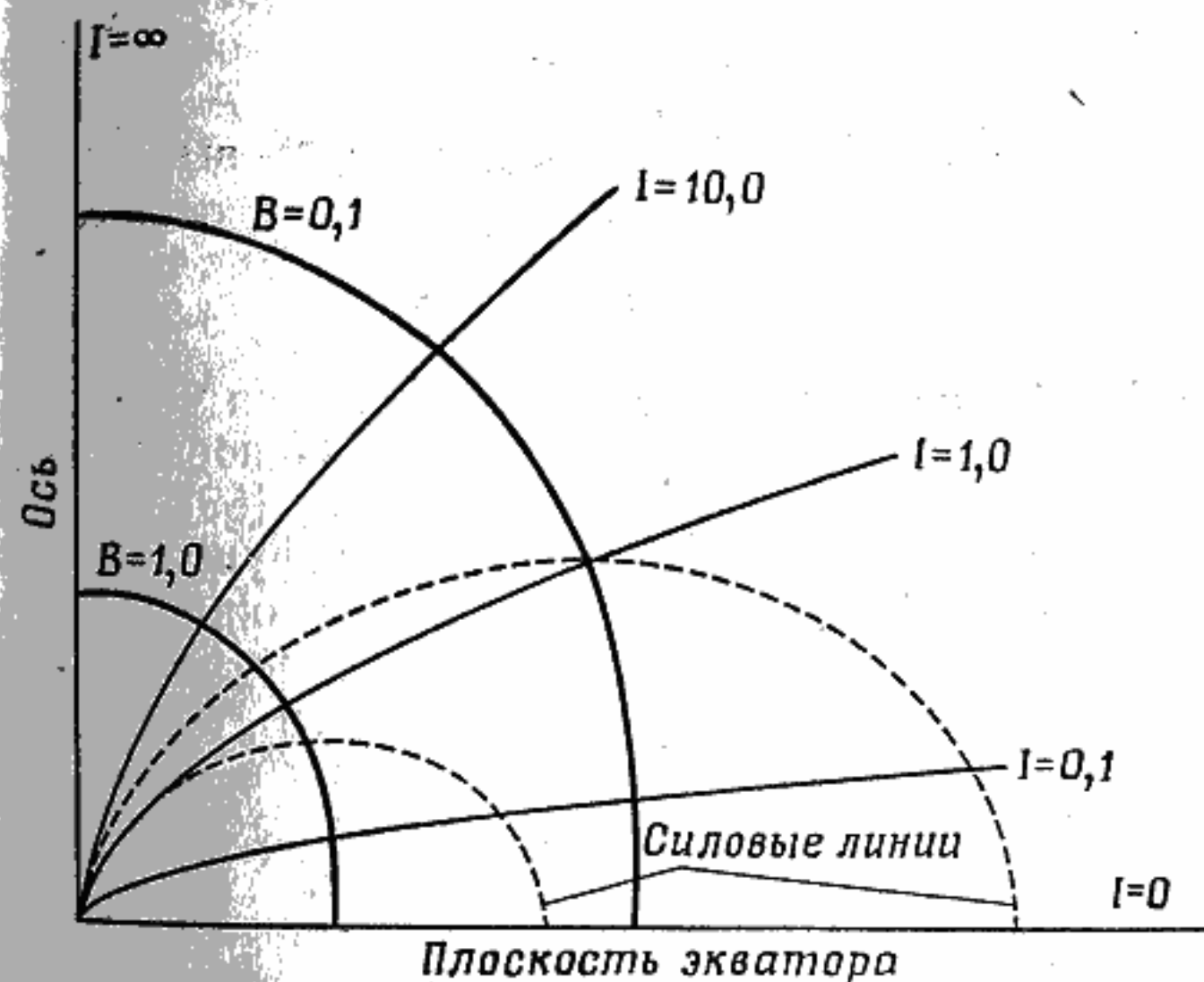


Рис. 5. «Естественная» система координат для захваченных частиц в поле идеального диполя, показывающая контуры  $L = \text{const}$ ,  $B = \text{const}$  и  $I = \text{const}$ .

Легко показать, что для дипольного поля

$$I_M = L_M g(\lambda_M), \quad (2.3)$$

где индекс  $M$  относится к величинам, принадлежащим данной точке отражения,  $\lambda_M$  — широта этой точки,  $L_M$  — радиальное расстояние, на котором силовая линия, проходящая через точку отражения, пересекает экватор,  $I_M$  — величина интегрального адиабатического инварианта для точки отражения и  $g$  — функция, вид которой численный, а не аналитический) известен достаточно полно.

Кроме того, для дипольного поля имеет место соотношение

$$\frac{B_M}{(B_M)_0} = \frac{\sqrt{4 - 3 \cos^2 \lambda_M}}{\cos^6 \lambda_M},$$

где  $(B_M)_0$  — экваториальное значение  $B$  на силовой линии, проходящей через точку отражения, обозначенной индексом  $M$ .

Согласно Мак-Илвейну [41], пользуясь выражениями (2.3) и (2.4), можно показать, что

$$L_M^3 B_M = f(I_M^3 B_M).$$

Здесь  $f$  — функция, которая рассчитывается численно.

Для реального геомагнитного поля Йенсен, Мурре Уэлч [28], Вестин [88] и Вестин и Сибли [89] вычислили подробные таблицы значений  $B$  и  $I$  в функции географических координат Земли; кроме того, они рассчитали большое количество силовых линий в пространстве. Мак-Илвейн [41] и Рей [53] приспособили эти таблицы к такому виду, который удобен для введения в вычислительную машину и для обработки данных наблюдений, полученных с помощью ракет и спутников.

Мак-Илвейн сделал дальнейший важный шаг в обработке данных наблюдений, используя дипольное соотношение (2.5) для определения единственного параметра  $L$ , полностью характеризующего определенную магнитную оболочку. Он показал с помощью численного расчета для реального геомагнитного поля, что определенный таким образом «параметр оболочки»  $L$  (с постановкой в (2.5) значений для реального поля) имеет не только такой же простой (хотя и приближенный) физический смысл, как и для диполя, но и на самом деле очень близок к постоянной величине вдоль данной силовой линии в широком интервале значений  $B_M$  и для длительных.

Таким образом, в настоящее время при обработке огромного количества наблюдений радиации, захваченной в геомагнитное поле, принята система координат, определяемая поверхностями постоянного  $B$  и постоянного  $L$ . Эта система координат имеет надежные теоретические

основания и дает большие возможности для изучения захваченной радиации как в спокойных, так и в возмущенных условиях. Она позволяет быстро сравнивать разнообразные наблюдения в различных точках пространства и создает условия для изучения временных флуктуаций и для рассмотрения многих теоретических вопросов, таких, как время жизни захваченных частиц, последствия местных процессов ускорения и т. п.

**3. Применение теоремы Лиувилля к интенсивности радиации, захваченной в геомагнитное поле.** В неопубликованной заметке [52] Рей рассмотрел приложение теоремы Лиувилля о сохранении плотности точек в фазовом пространстве к частицам, захваченным в геомагнитное поле. Показательными примерами такого приложения являются две следующие теоремы.

**Теорема 1.** Если в какой-либо точке силовой линии распределение частиц изотропно, то в любой точке этой линии распределение частиц также изотропно, и полный поток их (проинтегрированный по всем направлениям) не зависит от точки наблюдения на этой силовой линии.

**Теорема 2.** Если в магнитном поле, в котором напряженность поля увеличивается при движении вдоль силовой линии в направлении, соответствующем уменьшению радиуса  $r$ , плотность потока имеет осевую симметрию относительно силовой линии и если направленная плотность потока в любой точке отдельной силовой линии монотонно возрастает (убывает) с уменьшением угла между потоком и силовой линией, то интенсивность со всех направлений увеличивается (уменьшается) при переходе к меньшим радиусам вдоль той же силовой линии.

Рей [54] выразил также в явной форме решение следующей задачи, применимое в общем виде для интерпретации экспериментальных результатов. *Дано:* известна интенсивность со всех направлений  $J_0$  данного типа частиц в зависимости от координаты (или, что то же, — в зависимости от  $B/B_0$ ) вдоль данной силовой линии ( $L = \text{const}$ ). *Требуется найти* угловое распределение направленной интенсивности  $j$  в зависимости от угла  $\alpha_0$  на экваторе ( $B/B_0 = 1$ ).

Пользуясь сохранением  $\mu$ , Рей нашел:

$$J(\sin^2 \alpha_0) = \frac{1}{2\pi^2} \frac{d}{d(\sin^2 \alpha_0)} \int_0^{\sin^2 \alpha_0} \sqrt{\frac{B_0}{B} \left( \sin^2 \alpha_0 - \frac{B_0}{B} \right)^{-1/2}} \times \\ \times J_0 \left( \frac{B_0}{B} \right) d \left( \frac{B_0}{B} \right).$$

4. Общие замечания. Теперь ясно, что использованная система «естественных» координат, описанных выше

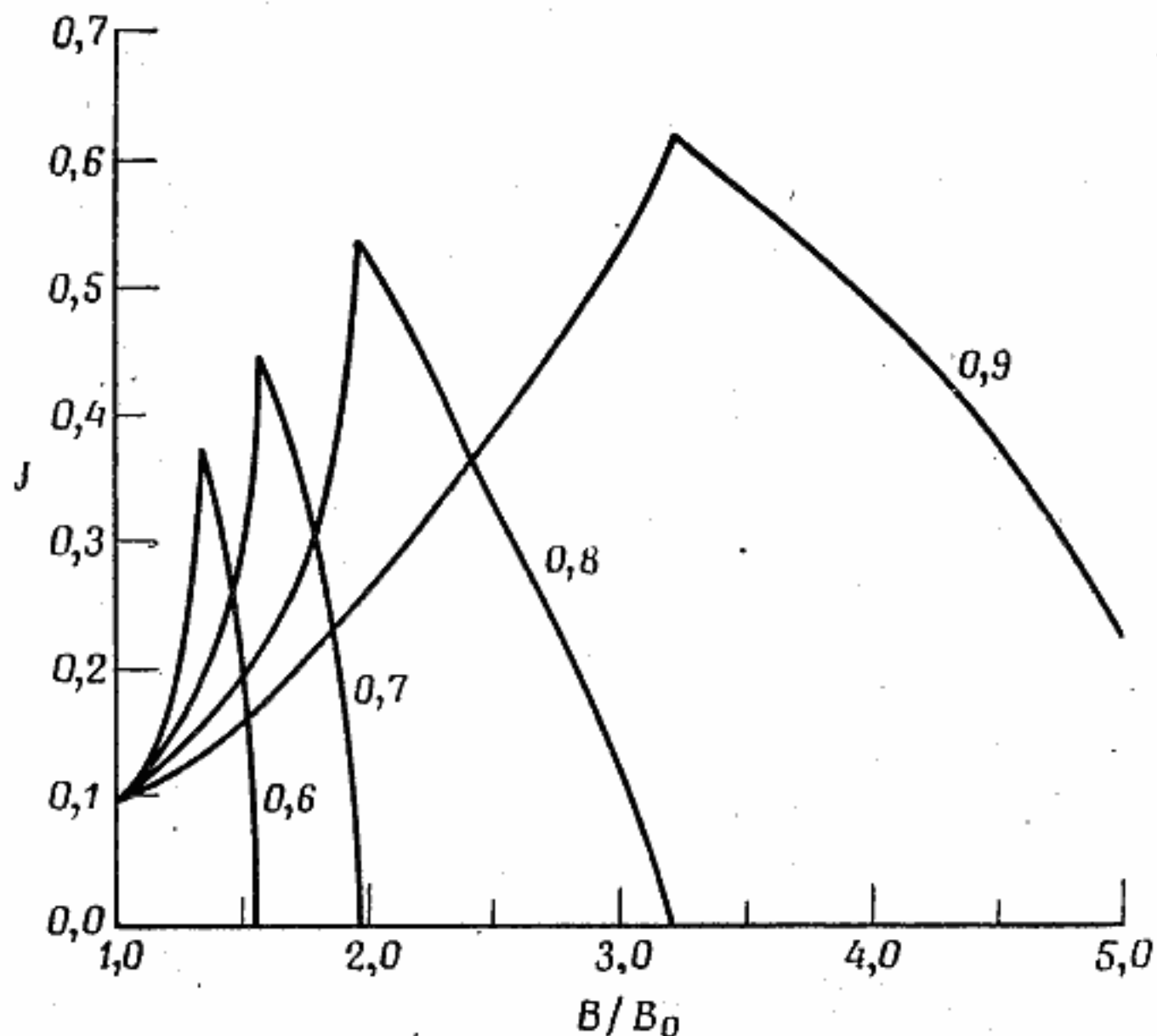


Рис. 6. Пример отношения углового распределения направленной интенсивности  $J$  на экваторе ( $B = B_0$ ) к интенсивности со всех направлений в зависимости от  $V/B_0$  для данной магнитной оболочки (по Рейю).

резко упрощает интерпретацию экспериментальных результатов. Фактически данные для каждой магнитной оболочки (определяемой параметром  $L$ ) рассматриваются отдельно. Кроме того, поскольку стационарная картина обладает осевой симметрией по  $V$  и  $L$ , можно считать, что физические условия вдоль отдельной силовой линии с данным  $L$  полностью характеризуют оболочку, к которой принадлежит эта силовая линия. В пределах

этой оболочки угол  $\alpha_0$  (или, если это удобнее,  $V, V/B_0$ , или  $\lambda_N = \operatorname{arcsec} \sqrt{L}$ ) — единственный дополнительный параметр, необходимый для полного описания пространственных и угловых характеристик радиации.

Вместе с облегчением интерпретации стационарного случая «естественные» координаты  $V$  и  $L$  дают правильную основу для представления о временных вариациях для изучения детальных особенностей таких вариаций.

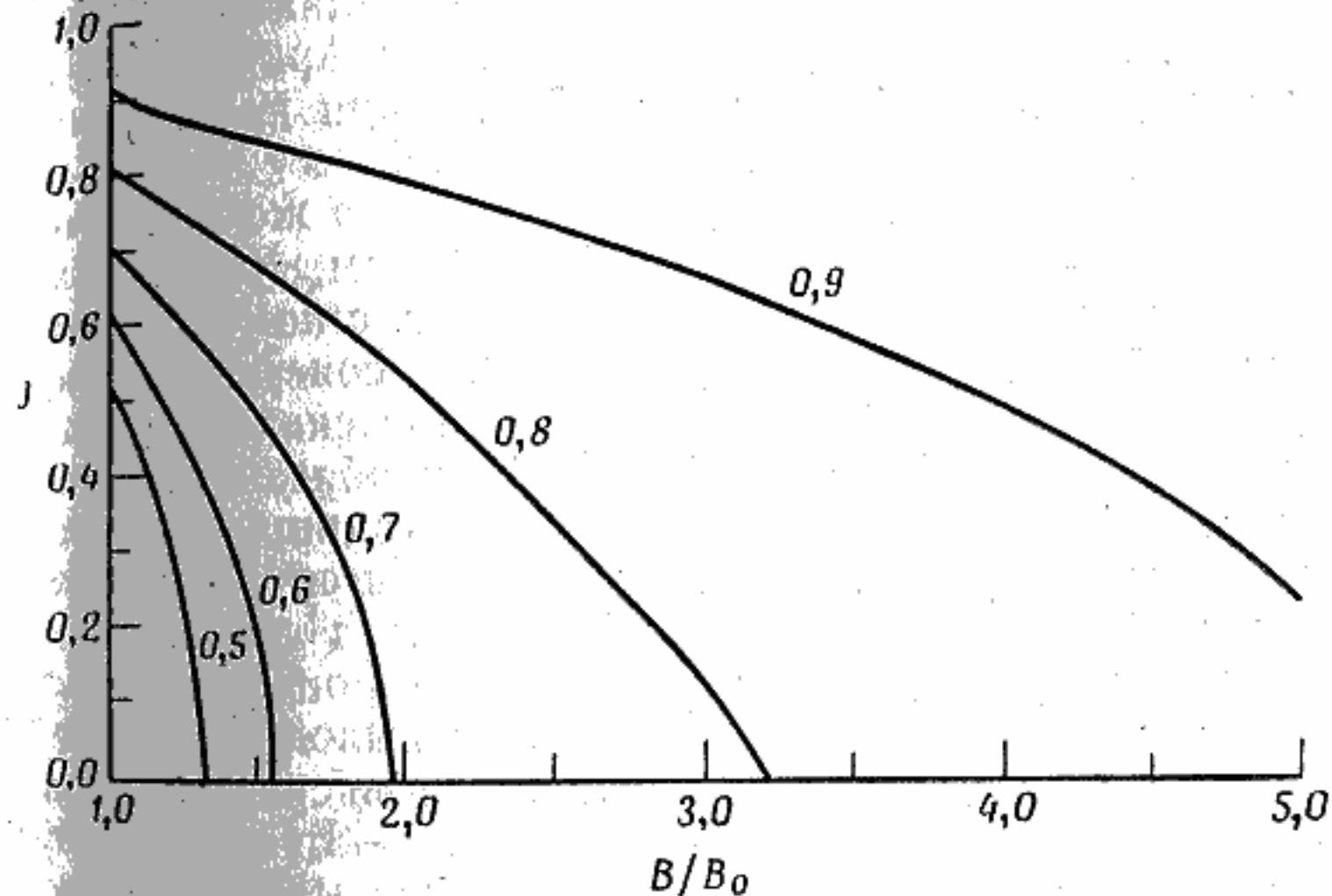


Рис. 7. То же, что и на рис. 6.

Как правило, лаборатория университета штата Айова теперь переводит географические эфемериды своих различных спутников в координаты  $V, L$ , прежде чем предпринимать какой-либо анализ данных.

### § 3

1. Открытие радиации, захваченной геомагнитным полем. Предыдущая часть обзора представляла собой общий очерк динамики движения частиц, захваченных в геомагнитное поле. Обсудим теперь наблюдаемые явления. Бросая взгляд в прошлое, можно утверждать, что же приблизительно с 1905 г. стала ясна возможность

временного захвата заряженных частиц геомагнитным полем. Более того, хорошо известные явления полярных сияний и магнитных бурь привели различных исследователей к предположению о существовании захваченных частиц. Сущность гипотезы кругового тока Чепмена-Ферраро [9] имела много общего с теорией полярных сияний Альфвена [1] и Мартина [40]. Большие потоки электронов с энергиями в области десятков кэв непосредственно наблюдались автором и сотрудниками в 1952—1955 гг. при ракетных экспериментах в Арктике [71] на высотах от 60 до 110 км и в 1957 г. при последующих экспериментах в Арктике и Антарктике.

Гораздо более слабые эффекты такого же рода были зарегистрированы Верновым, Григоровым, Логачевым и Чудаковым [80] в начале ноября 1957 г. с помощью счетчика Гейгера, установленного на 2-м советском искусственном спутнике. Эти авторы позже высказали предположение, что наблюдавшийся эффект обязан корпускулярным лучам малой энергии, по-видимому, приходящим во время солнечных вспышек. Тем временем Зингер [59] рассмотрел в соответствии с теорией Альфвена движение захваченных электронов ( $E \approx 10$  эв) и протонов ( $E \approx 20$  кэв) весьма малой энергии и пришел к выводу, что дрейфовый ток Чепмена. В конце 1957 — начале 1958 гг. Кристофос обратил внимание на тот факт, что магнитное поле Земли может временно захватывать заряженные продукты распада нейтронов, порождаемых в атмосфере космическими лучами, и предложил в качестве экспериментальной проверки этого предположения провести серию атомных взрывов на большой высоте для инъекции электронов высокой энергии в геомагнитное поле. Он также детальный расчет скорости потерь захваченных частиц из-за многократного рассеяния в атмосфере. К сожалению, вся эта работа Кристофоса содержалась в закрытых документах и в ее обсуждении приняло участие небольшое число ученых. Часть работы была решена для публикации значительно позже [10] после удачного проведения предложенных экспериментов.

Первое убедительное доказательство значительной интенсивности частиц, захваченных в геомагнитное поле

было получено автором и его сотрудниками с помощью счетчиков Гейгера, установленных на американских спутниках «Эксплорер» I и III, в начале 1958 г. [72—73]. Результаты, полученные при полетах этих спутников для широт  $\pm 30^\circ$ , показывают следующее:

а) Интенсивность радиации вплоть до высот порядка 600 км находится в хорошем согласии с интенсивностью, создаваемой только космическими лучами, если принять во внимание увеличение углов раскрытия «разрешенных» конусов геомагнитного поля с возрастанием высоты и учесть действующее в противоположном направлении уменьшение телесного угла, охватываемого Землей [30].

б) На высотах более 800 км (эта переходная высота зависит от долготы и широты) интенсивность радиации резко возрастает с увеличением высоты и совершенно не согласуется с предсказаниями, учитывающими только космические лучи.

в) На еще больших высотах ( $\sim 2000$  км) истинная скорость счета счетчика Гейгера с геометрическим фактором движения гором  $17,4 \text{ см}^2$ , целиком экранированного слоем  $1,5 \text{ г/см}^2$  нержавеющей стали (через этот слой проникали электроны с энергией 3 Мэв, протоны с энергией 30 Мэв, а рентгеновские лучи с энергией 75 кэв ослаблялись в 2 раз), превышает  $25\,000 \text{ имп/сек}$ . Следовательно, интенсивность со всех направлений превышает  $1700 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ , если радиация целиком состоит из проникающих частиц, или превышает  $\sim 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ , если радиация целиком состоит из электронов с пробегом меньше  $1,5 \text{ г/см}^2$ , тормозное излучение которых обладает достаточной энергией для того, чтобы пройти поглотитель без значительного ослабления.

Эти наблюдения были интерпретированы автором [72] как убедительное доказательство существования больших интенсивностей заряженных частиц, захваченных геомагнитным полем. Такое заключение было сделано на основании следующих соображений:

а) Эквивалентная толщина слоя атмосферы, расположенного между высотами 600—1200 км, была на много порядков меньше, чем толщина стенки счетчика. Следовательно, сильное возрастание интенсивности с увеличе-

нием высоты не может объясняться уменьшающимся атмосферным поглощением, а должно быть вызвано каллизацией радиации, в частности при помощи геомитного поля. Поэтому регистрируемая первичная радиация должна состоять из электрически заряженных частиц.

б) Такие заряженные частицы не могут приходить прямо по штермеровским траекториям из источника удаленного от Земли. В противном случае потребовалось бы специальное распределение импульсов частиц, которое создать наблюдаемое изменение интенсивности с высотой хотя бы на одной широте, но даже если бы имело место, скажем, для экватора, то частицы, проникающие на немного более высокие широты, проникали бы в атмосферу гораздо глубже, чем это наблюдается действительности.

в) Казалось невероятным с количественной точкой зрения, что регистрируемая радиация приходит непосредственно от удаленного источника (например, от Солнца) и глубоко проникает в геомагнитное поле вблизи экватора в виде нейтрального ионизованного газа.

**2. Обзор экспериментальных исследований радиации захваченной геомагнитным полем.** Общий характер результатов наблюдений Айовской группы вскоре подтвердился при помощи приборов двух типов, установленных на 3-м советском спутнике, запущенном 15 мая 1958 г. Одним из приборов был сцинтилляционный счетчик, состоящий из фотоумножителя и укрепленного на экранированного цилиндрического кристалла NaI (40 × 39 мм). По телеметрии передавались скорость счета импульсов, соответствующих потере энергии больше 35 кэв, а также квазипостоянный ток анода и 7-го анода фотоумножителя [80].

Аппаратура второго типа состояла из двух тонких (2 мг/см<sup>2</sup>) флуоресцентных экранов из активированного серебром сернистого цинка, покрытых алюминиевыми фольгами толщиной 0,8 и 0,4 мг/см<sup>2</sup> и также укрепленных на катоде фотоумножителя [33]. Наклон орбиты 3-го спутника составлял 65°, начальные высоты перигея и апогея были равны 217 и 1878 км соответственно.

Было подтверждено наличие радиации большой интенсивности в экваториальной области. Область, где интенсивность радиации превышает уровень космического фона, пересекалась спутником на меньших широтах, чем области полярных сияний. Были также получены экспериментальные данные об абсолютных интенсивностях.

Первым американским спутником, снабженным системой детекторов, сконструированных с учетом первоначальных сведений о существовании, интенсивности и природе захваченной радиации, был «Эксплорер IV», запущенный 26 июля 1958 г. на орбиту, имевшую наклон 51°, начальные высоты перигея и апогея 262 и 2210 км соответственно. Аппаратура, разработанная и изготовленная Айовской группой, включала два миниатюрных счетчика Гейгера с различной экранировкой, небольшой диск пластмассового сцинтиллятора на фотоумножителе для счета импульсов и маленький кристалл CsI, покрытый фольгой толщиной 1 мг/см<sup>2</sup>, укрепленный на фотоумножителе и предназначенный для измерения потока энергии. Аппаратура работала в течение 8 недель и передала огромное количество данных, записанных мировой сетью приемных станций при 4000 прохождениях спутника. Многие из этих данных все еще обрабатываются, хотя ряд основных результатов опубликован [42, 43, 54, 58, 59, 75, 76]. Ниже перечислены следующие американские спутники и космические ракеты, по крайней мере частично предназначенные для изучения радиации, захваченной геомагнитным полем (в скобках — даты запусков).

Для этих же целей использовались в большом количестве также малые ракеты и научное оборудование, поднимаемое при испытаниях военных ракет. После ряда подобных полетов удалось получить обратные стопки эмульсии. Наиболее длительное время непрерывные наблюдения производились с помощью «Эксплорера VII»; за 16 месяцев было получено около 1 500 000 приемлемых для обработки данных.

|                 |                   |
|-----------------|-------------------|
| «Эксплорер VI»  | (7 авг. 1959 г.)  |
| «Эксплорер VII» | (13 окт. 1959 г.) |
| «Инджун»        | (29 июля 1961 г.) |

|              |                    |
|--------------|--------------------|
| «Пионер I»   | (11 окт. 1958 г.)  |
| «Пионер II»  | (8 нояб. 1958 г.)  |
| «Пионер III» | (6 дек. 1958 г.)   |
| «Пионер IV»  | (3 марта 1959 г.)  |
| «Пионер V»   | (11 марта 1960 г.) |

Советские исследователи запустили приборы для измерения радиации на двух дальних космических ракетах: на 1-й ракете (2 января 1959 г.) и на 2-й ракете (12 сентября 1959 г.), однако ни о каких дальнейших измерениях радиации на спутниках после 3-го спутника сообщалось<sup>1)</sup>.

Таким образом, накопилось большое количество сведений, относящихся к корпускулярной радиации высокой энергии вблизи Земли, полученных с помощью различных приборов. Следующие разделы содержат краткий обзор того, что известно о различных аспектах рассматриваемого вопроса.

**3. Геометрическая структура.** В дальнейшем термин «геометрическая структура» будет означать пространственное распределение интенсивности со всех направлений определенной компоненты захваченной радиации. Поскольку радиация представляет собой смесь протонов и электронов (а возможно, и других частиц), имеющих совершенно различные энергетические спектры, зависящие от  $L$ ,  $\alpha_0$  и  $t$ , исследования структуры необходимо вести при помощи многих детекторов с различными характеристиками. Априори можно думать, что структура для различных компонент не будут похожи одна на друга. Однако существует ряд факторов, значительно уменьшающих число возможных структур:

а) преобладающая роль геомагнитного поля в определении общего вида структуры;

б) преобладающая роль атмосферного рассеяния в определении формы внутренней границы зоны интенсивности вблизи Земли;

<sup>1)</sup> О результатах измерений на 2-м и 3-м советских космических спутниках см. «Искусственные спутники Земли», вып. 9 (1961). — Прим. ред.

Продолж.

в) характер процесса инжекции солнечного газа во внешние области геомагнитного поля и характер процессов последующего «местного ускорения»;

г) геометрический характер инжекции частиц из «внешних» источников.

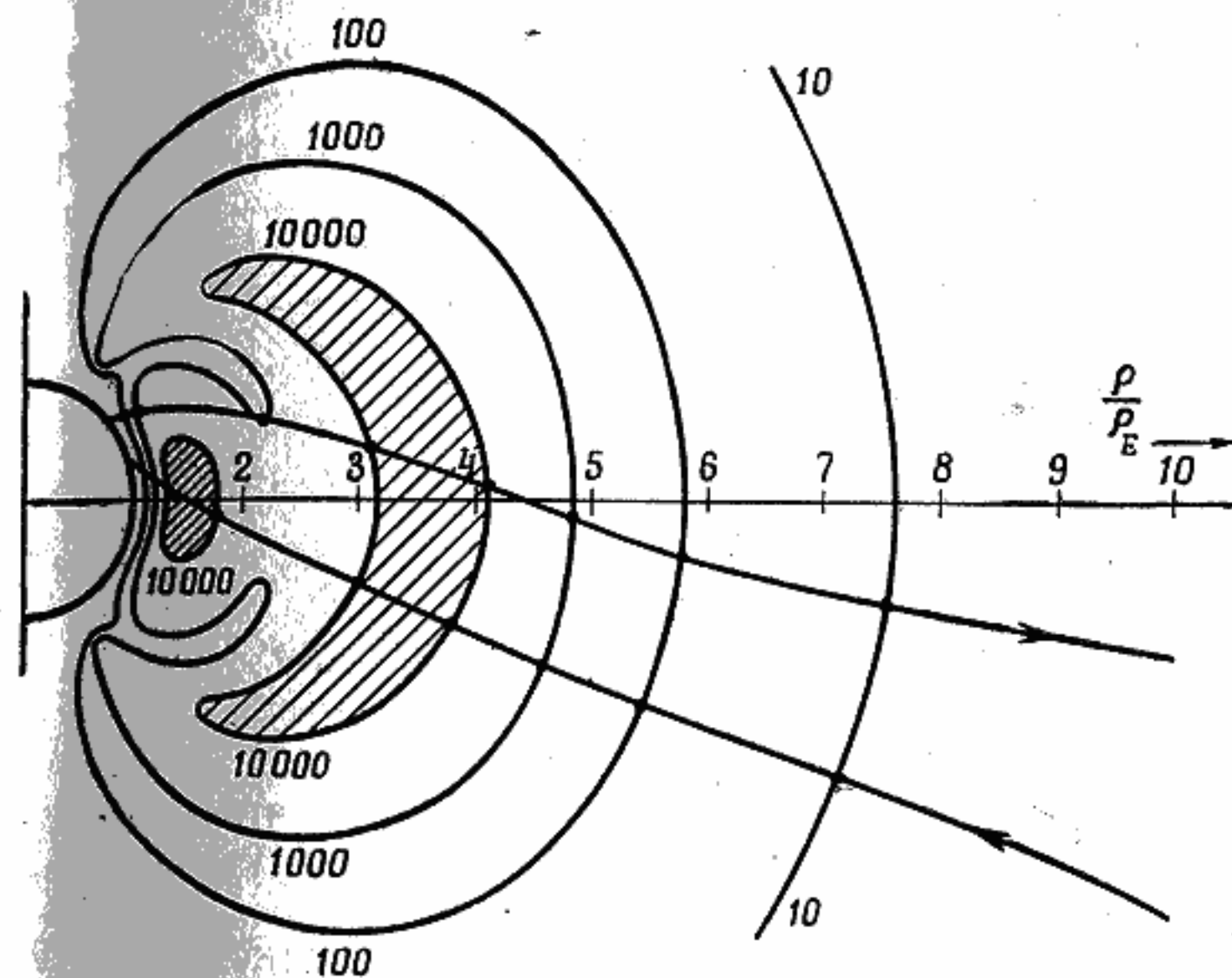


Рис. 8. Первоначальная диаграмма структуры интенсивности захваченной радиации около Земли.

Диаграмма представляет собой сечение меридиональной плоскостью трехмерной структуры вращения вокруг геомагнитной оси. Линии постоянной интенсивности отмечены цифрами 10, 100, 1000, 10 000. Эти цифры дают истинные скорости счета детектора Гейгера Энтон-302, установленного на спутнике «Эксплорер IV» и на космической ракете «Пионер III». Единица линейного масштаба равна радиусу Земли (6371 км). Траектории отлета и возвращения ракеты «Пионер III» показаны искривленными линиями со стрелками (по Ван Аллену и Франку).

Для общего обзора структуры может послужить диаграмма, построенная Ван Алленом и Франком [77] на основе большого количества наблюдений на малых высотах, сделанных с помощью различных детекторов, установленных на спутнике «Эксплорер IV», а также полученных при двух прохождении области захвата ракетой «Пионер III». Результаты приведены на рис. 8. Согласно более поздней информации



со спутников «Эксплорер» VI и VII, форма внешней зоны ближе к дипольному полю, чем показано на рис. 8. Область радиации оказывается разделенной на две отдельные зоны — внутреннюю зону, расположенную в области сильного геомагнитного поля, относительно стабильную во времени и, вероятно, пополняемую частицами счет внутренних источников, и внешнюю зону, локализованную во внешних областях геомагнитного поля, особенности структуры и концентрации частиц которой

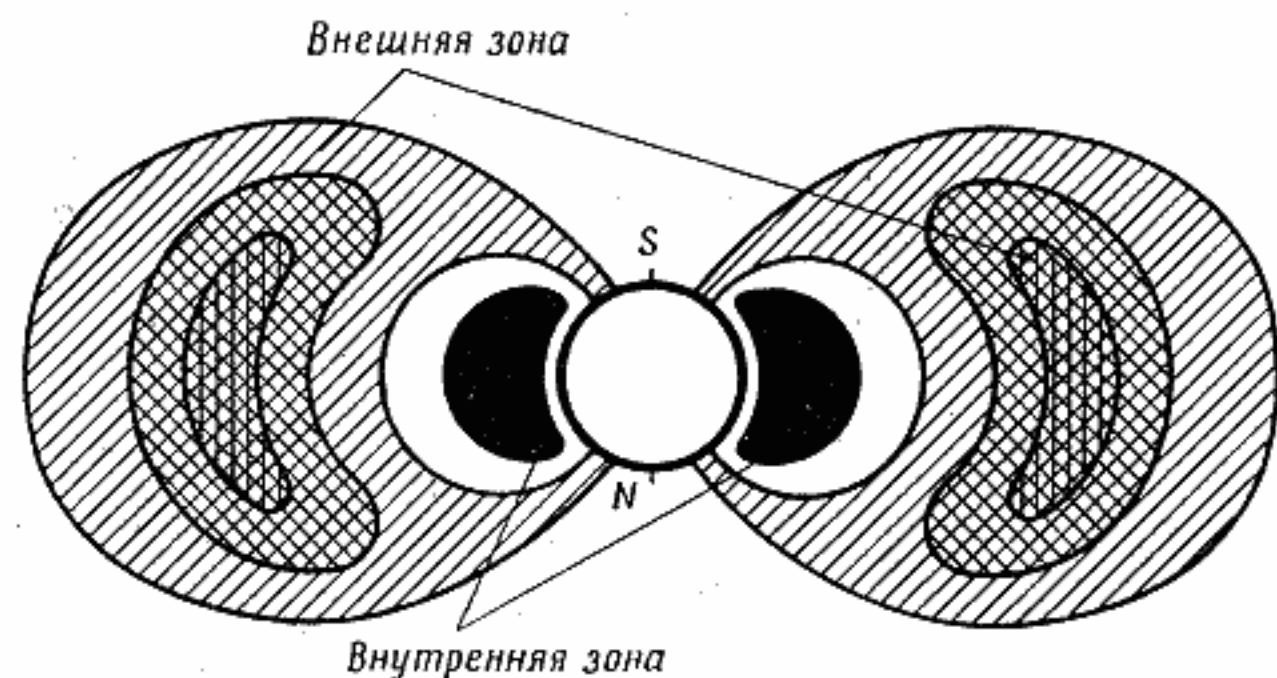


Рис. 9. Диаграмма того же характера, что и на рис. 8 (по Вернову и Чудакову).

сильно зависят от солнечной и геомагнитной активности и которая, вероятнее всего, пополняется частицами за счет внешних источников. Область между двумя зонами получила название «щели».

Более поздний вариант аналогичной диаграммы, построенной Верновым и Чудаковым, показан на рис. 9.

Нижний край внешней зоны был надежно определен при помощи одиночного счетчика Гейгера, установленного на спутнике «Эксплорер I» [96]. Рис. 10, 11 и 12 иллюстрируют главные результаты этого опыта. Тот факт, что спад интенсивности, например, на экваторе происходит по одной кривой независимо от долготы, если по оси абсцисс откладывать абсолютную величину  $V$  —  $L$ , было одним из первых успехов применения систем координат  $V$  —  $L$ , подробно описанной выше.

Недавно Мак-Илвейн завершил обширную работу по графическому представлению в «естественных» координатах

динамик данных о внутренней зоне, полученных при помощи двух счетчиков Гейгера, установленных на «Эксплорере IV». Основные результаты этой работы показаны на рис. 13—16. Для двух последних рисунков радиальная  $r_N$  и угловая  $\lambda_N$  координаты связаны с координатами  $V$ ,  $L$  соотношениями (за единицу длины принят

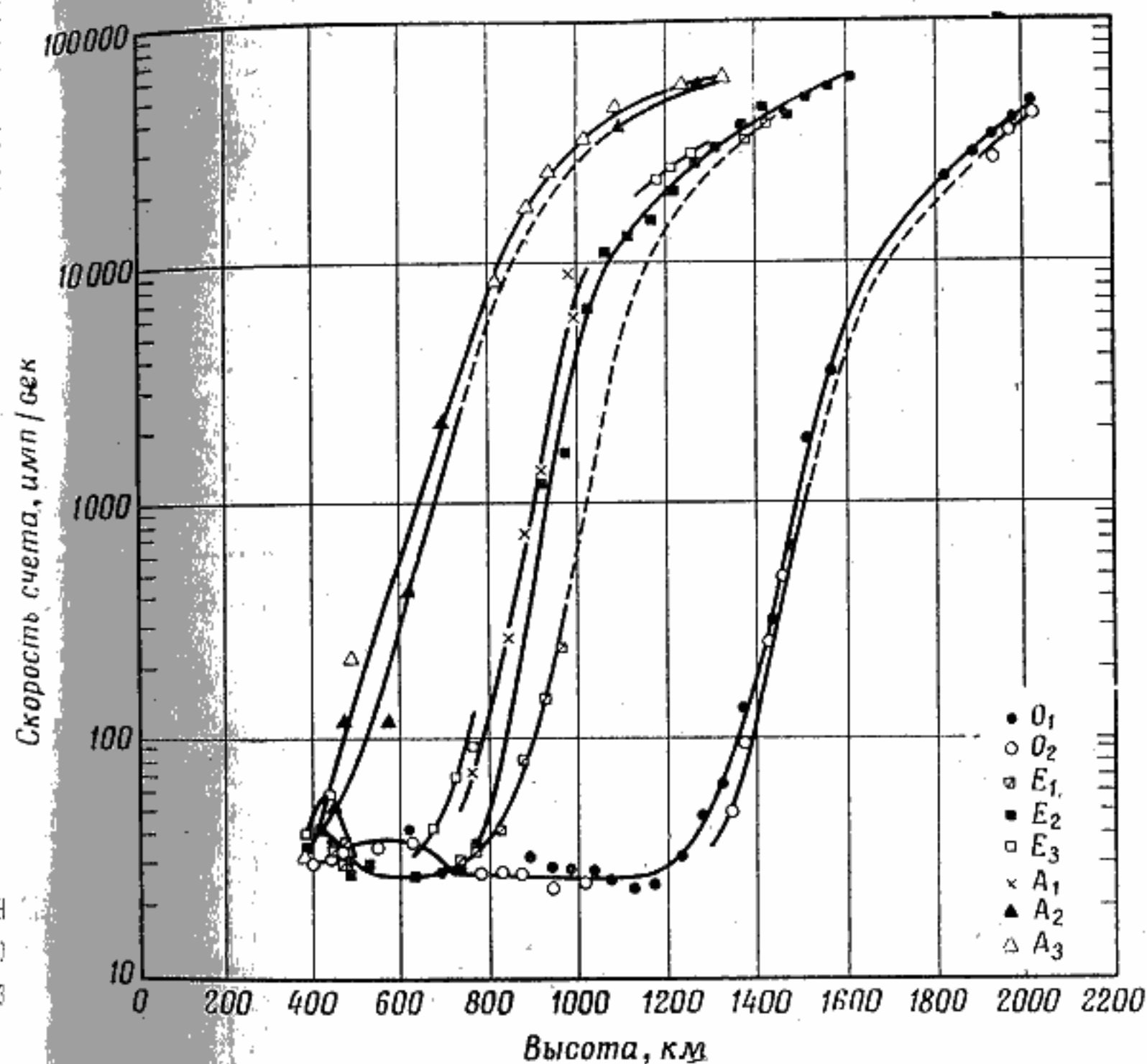


Рис. 10. Истинная скорость счета счетчика Гейгера, установленного на спутнике «Эксплорер I», в зависимости от высоты над уровнем моря для нескольких географических областей вблизи экватора при различных долготах (по Йошида, Лювигу, Ван Аллену).

Отметим крутой рост интенсивности, начинающийся в интервале высот от 400 км (левая кривая) над Центральной Атлантикой до 1300 км (правая кривая) над Сингапуром. Эффективный эксцентриситет магнитного центра Земли получается прямо из этой диаграммы.

заны на рис. 13—16. Для двух последних рисунков радиальная  $r_N$  и угловая  $\lambda_N$  координаты связаны с координатами  $V$ ,  $L$  соотношениями (за единицу длины принят

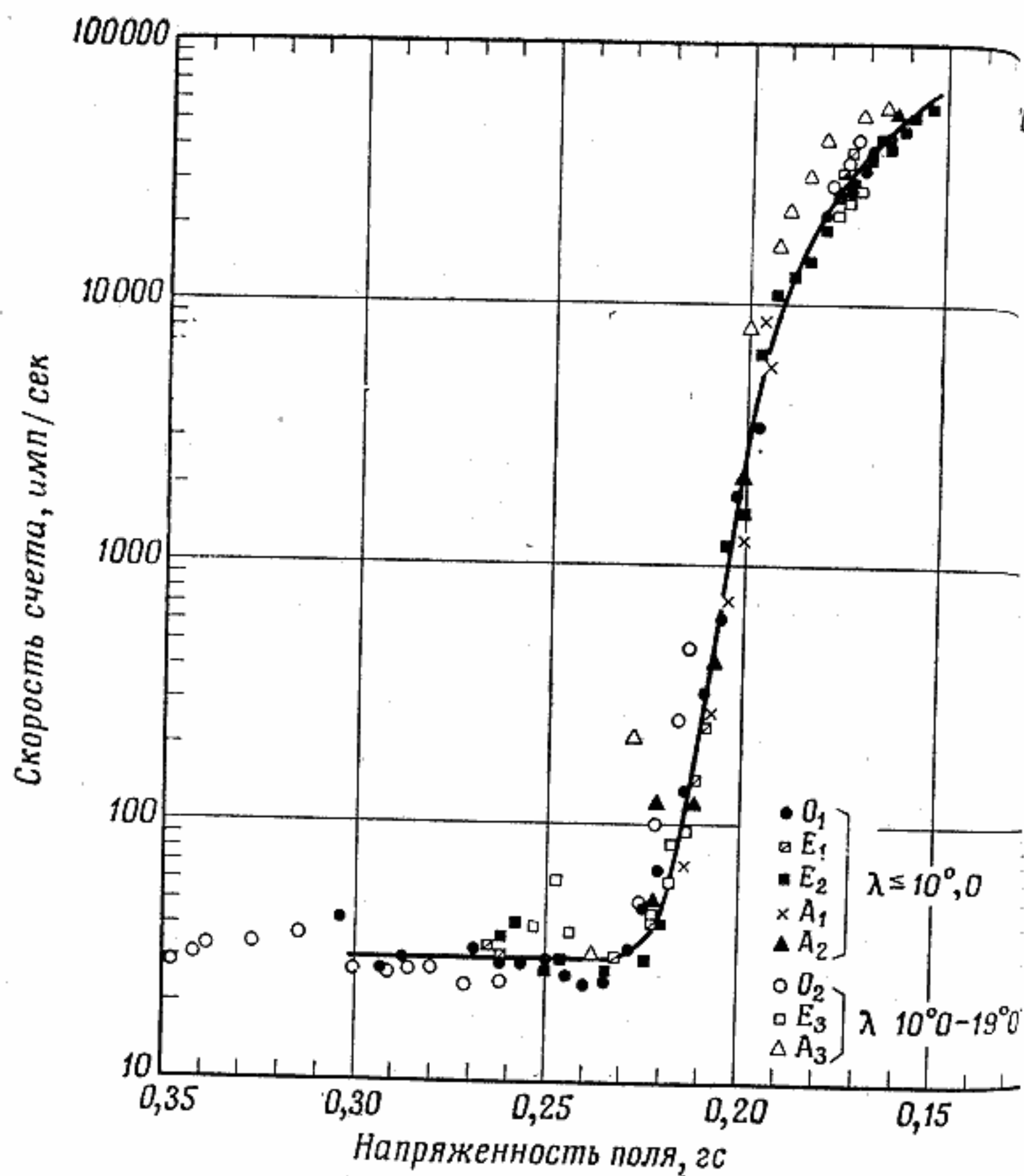


Рис. 11. График скорости счета по рис. 10 в функции абсолютной величины  $B$  (по Йошида, Людвигу, Ван Аллену).

Диаграмма иллюстрирует, что интенсивность со всех направлений  $J_0$  при  $l =$  зависит только от  $B$ .

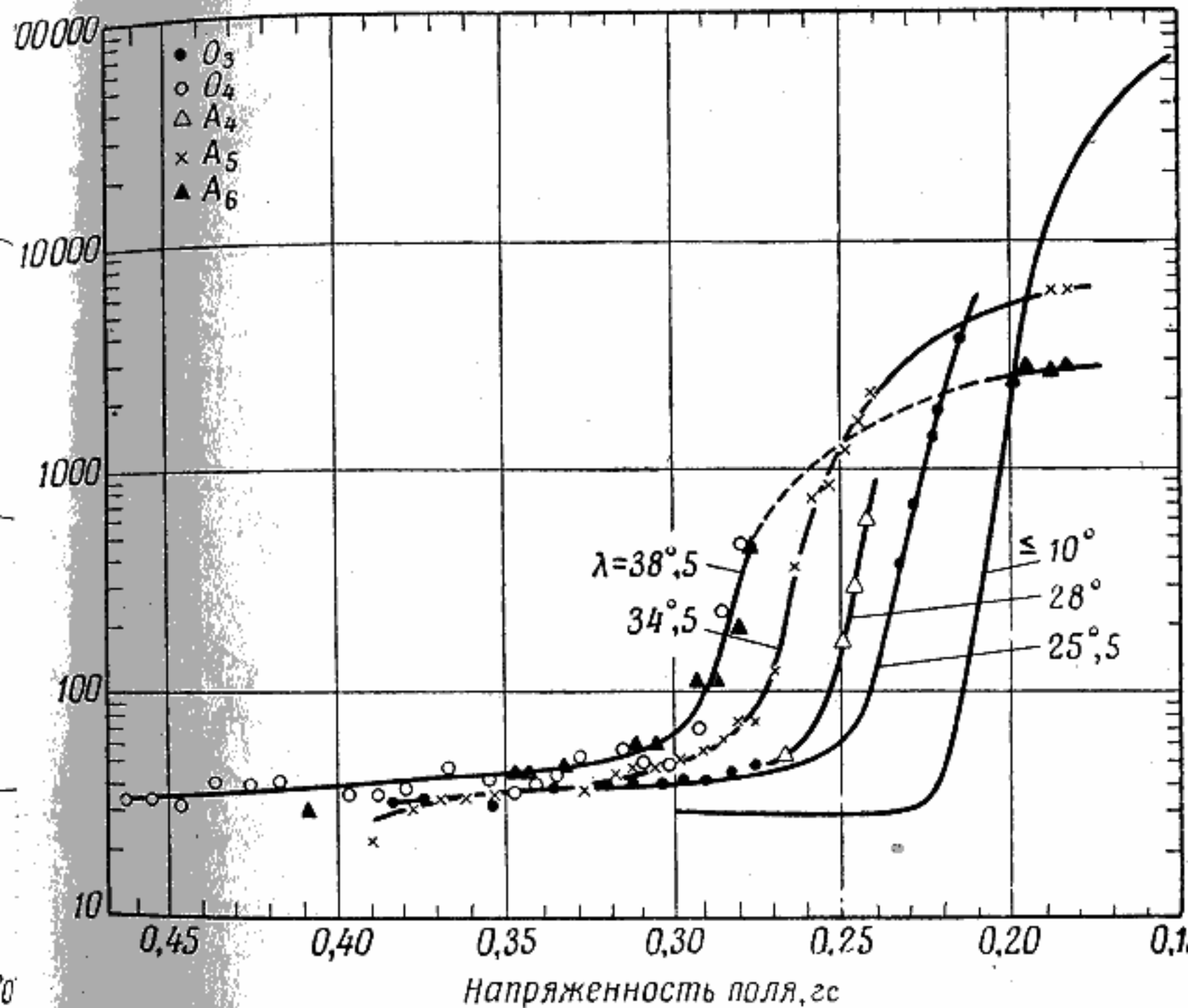


Рис. 12. Графики, подобные графику рис. 11, но для различных дипольных широт или магнитных оболочек (по Йошида, Людвигу, Ван Аллену).

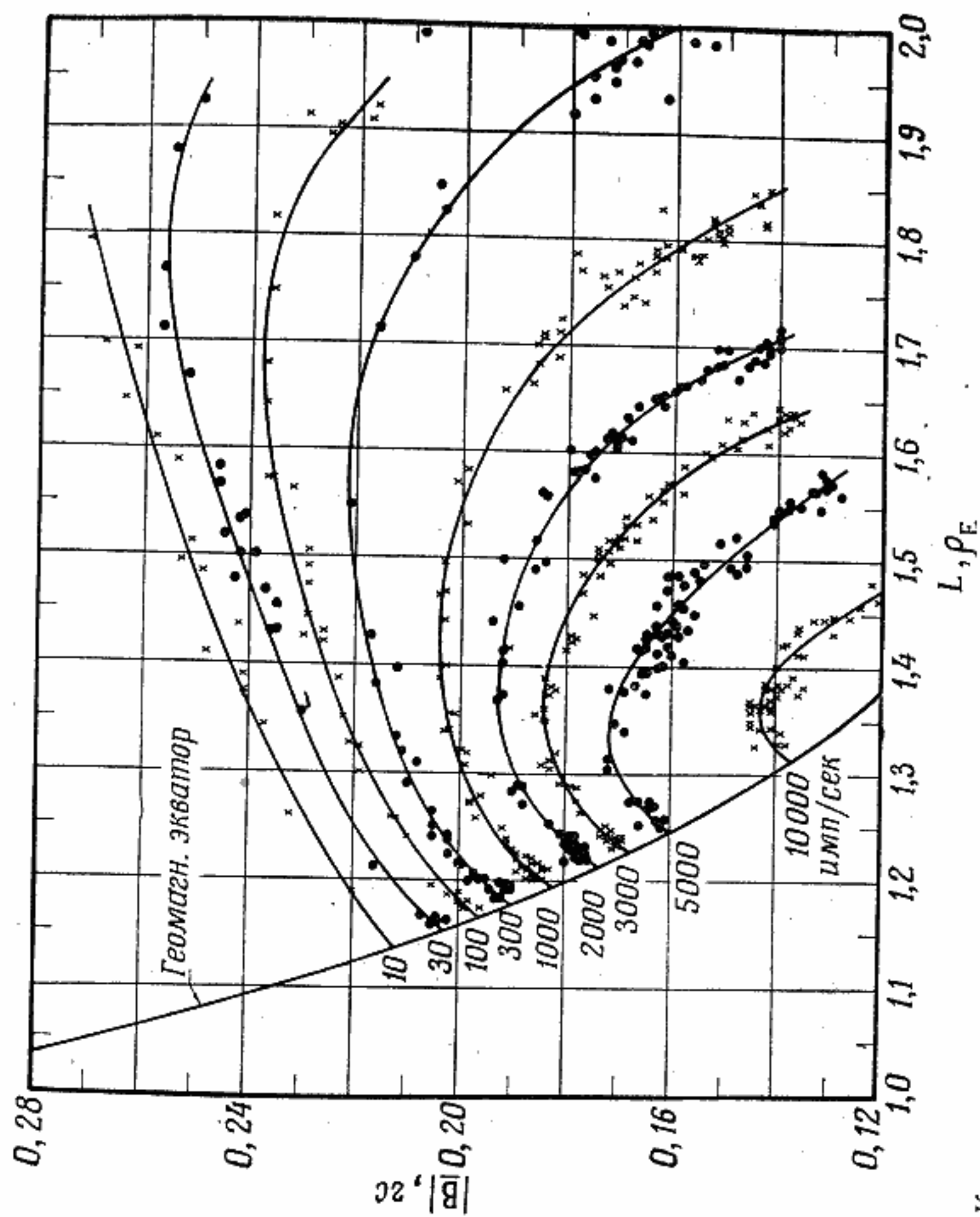


Рис. 13. Контуры интенсивности, полученные с помощью аппаратуры спутника «Эксплорер IV»

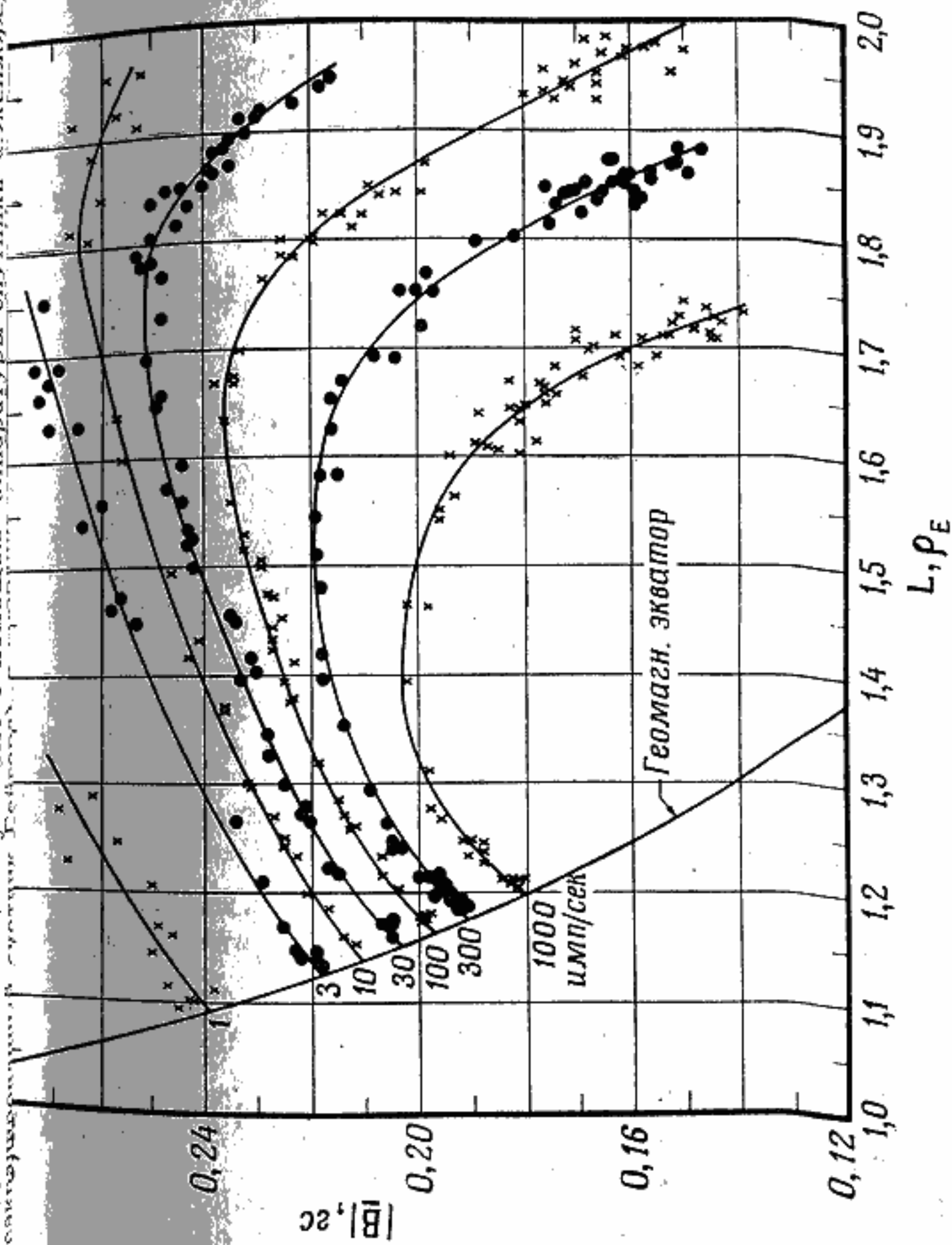


Рис. 14. То же, что и на рис. 13, но точки получены при помощи экранированного счетчика.

радиус Земли):

$$\lambda_N = \operatorname{arcsec} \sqrt{\frac{L}{r_N}},$$

$$B = \frac{M}{r_N^3} \sqrt{4 - 3 \frac{r_N}{L}}.$$

Индекс  $N$  относится к «естественной» системе координат и введен во избежание путаницы с другими географическими координатами.

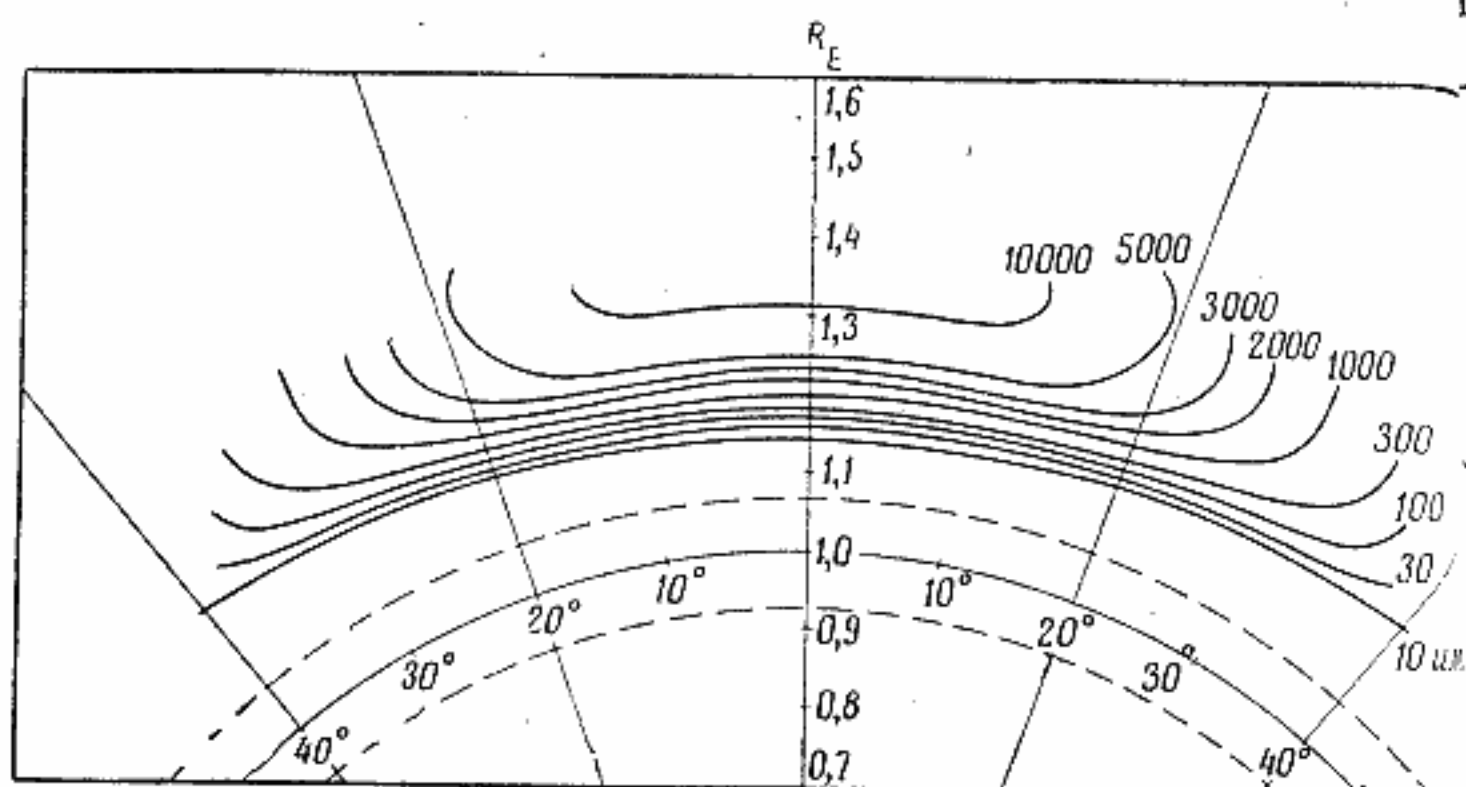


Рис. 15. Контуры интенсивности рис. 13, преобразованные в географическую систему координат  $r_N, \lambda_N$  (по Мак-Илвейну).

Координаты  $r_N$  и  $\lambda_N$  получаются из естественной системы  $B$  и  $L$ . Пунктирные линии показывают пределы, между которыми находится поверхность Земли на данном долготы.

Интенсивность протонов со всех направлений  $1 \text{ см}^2$  в  $1 \text{ сек}$  с точностью до множителя 2 (за период наблюдения с 26 июля по 21 сентября 1958 г.) можно найти следующим образом:

- для получения интенсивности протонов с энергией больше  $31 \text{ Мэв}$  приведенные на рисунках скорости неэкранированного счетчика следует разделить на 0,62;
- для вычисления интенсивности протонов с энергией больше  $43 \text{ Мэв}$  скорость счета экранированного счетчика следует разделить на 0,62.

Подобному анализу сейчас подвергается информация от двух других детекторов, находившихся на «Эксперименте IV»;

именно: а) поток электронов с энергией более  $3 \text{ кэв}$  и б) поток энергии в тонком кристалле CsI, поглостителем толщиной  $1 \text{ мг/см}^2$ . Уже выяснилось, что структуры нижней половины внутренней зоны электронов высокой энергии и протонов подобны. Для электронов эта зона простирается до нескольких десятков широт. Поток электронов с энергией более  $580 \text{ кэв}$ , перпендикулярный  $B$ , в максимуме внутренней зоны равен  $1 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2} \cdot \text{стер}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$  с точностью до множителя 2 ( $r_N \approx 1,4R_E$ ).

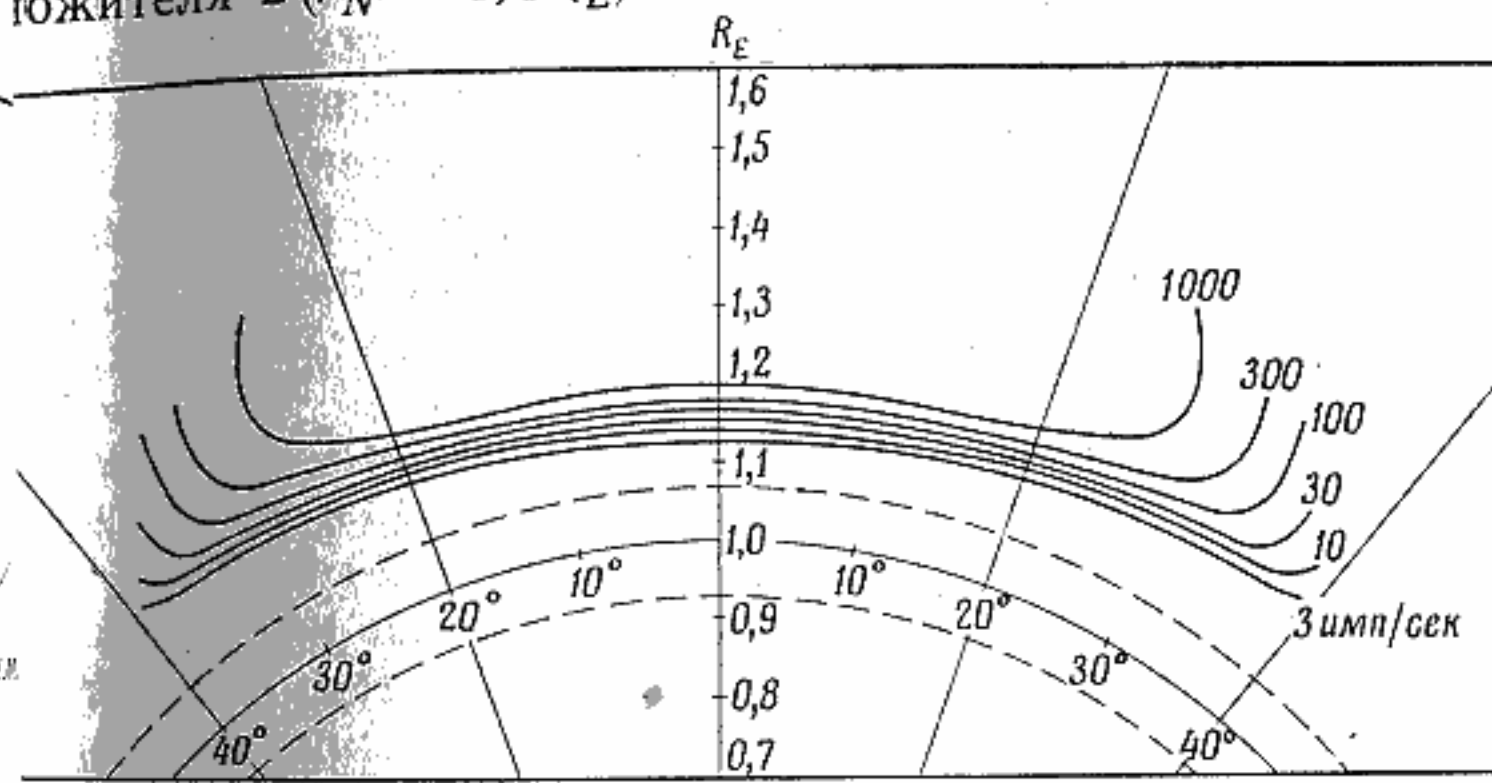


Рис. 16. Такое же, как и на рис. 15, преобразование контуров рис. 14.

Зависимость интенсивности протонов от высоты в нижней части внутренней зоны в общем известна только, насколько нам позволяют судить имеющиеся сведения о плотности и составе атмосферы. Об этом говорит следующее. В нижней части внутренней зоны убыль частиц происходит в основном из-за потерь энергии и рассеяния в верхних слоях атмосферы. Следовательно, интенсивность при данном  $B_M$  на магнитной оболочке с данным  $L$  обратно пропорциональна интегралу по длине пути в атмосфере (в  $г/см^2$ ) вдоль траектории частицы между  $B_M$  и  $B_M^*$  при условии, что функция источника частиц в рассматриваемой области более или менее одинакова. Подобный анализ приводит к удовлетворительному представлению изменения

интенсивности с высотой в нижней части внутренней зоны [54].

Причины одновременного уменьшения интенсивности протонов и электронов с ростом расстояния (и уменьшение интенсивности с возрастанием широты) извне недостаточно. Некоторый вклад в уменьшение интенсивности связан просто с геометрической зависимостью функции источника продуктов распада нейтронов. Однако наблюдаемое уменьшение интенсивности происходит быстрее.

Зингер [62, 63] и Вернов [81] являются сторонниками точки зрения о несохранении адиабатического инварианта Альфвена как возможного объяснения наблюдаемого изменения интенсивности, и Зингер рассчитал, какая величина альфвеновского фактора неоднородности  $\rho \left| \frac{\text{grad } B}{B} \right|$  будет необходима для согласования этой точки зрения с данными, полученными айовской и чикагскими группами. Он нашел, что для экваториальной плоскости эта величина лежит в пределах от 0,08 до 0,06.

Физический процесс, который должен иметь место в результате несохранения адиабатического инварианта состоит в том, что точка отражения частицы постепенно или случайным образом смещается на более низкие высоты, чем те, которые даются уравнением (1.13)

$$V_M = \frac{V_0}{\sin^2 \alpha_0},$$

или в том, что  $p_{\parallel}$  на экваторе точно таким же образом возрастает за счет уменьшения  $p_{\perp}$  и  $\alpha_0$  (см. § 1). В экспериментах Гибсона, упоминавшихся выше, удалось обнаружить постоянную потерю захваченных частиц из-за несохранения адиабатического инварианта при более  $10^8$  столкновениях с магнитным «зеркалом» для которого

$$\rho \left| \frac{\text{grad } B}{B} \right| \approx 0,02.$$

Число возможных столкновений может быть гораздо большим. Интересно также отметить, что в штерммерном случае (см. рис. 1)  $p_s = 966 \text{ Мэв}$ ,  $E = 400 \text{ Мэв}$ .

протонов,  $(r_1 + r_2)/2 = 2,69R_E$  и  $\rho \left| \frac{\text{grad } B}{B} \right| \approx 0,17$  вблизи точки отражения и 0,35 в плоскости экватора. В правдоподобности предположения Зингера — Вернова с какой-либо стороны больших сомнений нет, однако далеко не очевидно, что потеря заряженных протонов из внешнего края внутренней зоны происходит за счет предложенного процесса. Еще одно возражение связано с тем фактом, что структура внутренней зоны для электронов с энергией больше 580 кэВ подобна структуре для протонов с энергией больше 30 МэВ и распространяется в экваториальной плоскости только до  $\sim 0,3 R_E$ . Например, альфвеновский фактор для электрона с кинетической энергией 1 МэВ на расстоянии  $2,4 R_E$  в экваториальной плоскости равен только  $4 \cdot 10^{-4}$ .

Автор настоящего обзора склоняется к мнению, что граница внутренней зоны по радиусу обусловлено главным образом случайными пространственными и временными вариациями магнитного поля Земли. Экспериментальным подтверждением этой точки зрения служит тот факт, что часть внутренней зоны, находящаяся на больших высотах, весьма стабильна, а временные вариации возрастают по мере продвижения к большим широтам. В месте расположения щели наблюдались вариации интенсивности больше чем на порядок величины. Эти вариации часто резко ограничены в пространстве и во времени.

Конкретные модели возмущений внутренней зоны гидромагнитными волнами предложены Уэлчем и Уиттером [93], Драгтом и Десслером [13] и Вентцелем [94]. Два последних автора довели теорию возмущений, вызываемых гидромагнитными волнами, до количественных результатов и продемонстрировали хорошее согласие расчетов с наблюдаемой радиальной протяженностью внутренней зоны для протонов. Вентцель рассмотрел также электроны и пришел к выводу, что при сильных магнитных бурях орбиты электронов могут значительно возмущаться. Важно учитывать тот факт, что предполагаемая функция источника для внутренней зоны очень слаба, а для того, чтобы в сердцевине внутренней зоны смогла существовать наблюдаемая интенсив-

ность, время жизни электронов должно быть порядка  $10^8$  сек.

Структура внешней зоны, полученная при помощи слабо экранированных счетчиков Гейгера, показана на рис. 8. Значительно измененная структура наблюдается с помощью такого же детектора, установленного на ракете «Пионер IV» [77]. Это дает выразительный пример сильной временной нестабильности структуры внешней зоны. Подобная нестабильность была обнаружена в других экспериментах на малых высотах при полете «Плорера IV» [58].

Весьма обширные исследования вариаций интенсивности во внешней зоне были проведены недавно на основе данных спутника «Эксплорер VII» для малых высот [16], а также данных спутника «Эксплорер VI» [15, 56] с очень вытянутой орбитой для больших высот. На рис. 17, заимствованном из [4], показана структура внешней зоны в течение августа — сентября 1959 г. рис. 18—19 даны примеры временной нестабильности зарегистрированной различными способами. Форб и др. нашли параметр Кертца [33] геомагнитного кругового тока. Этот параметр представляет интерес для установления общей связи между флуктуациями во внешней зоне и другими геомагнитными эффектами.

Фэн и др. обращают внимание на раздвоение во внешней зоне, наблюдавшееся при полете «Эксплорера VI» и меняющееся в течение августа — сентября 1959 г. (отмечено также при предварительной обработке данных ракеты «Пионер III» за декабрь 1958 г.) и предполагают, что раздвоение является характерной особенностью внешней зоны. Результаты, полученные Айовской группой на малых высотах с помощью «Эксплорера VI» указывают на сильно меняющуюся во времени структуру внешней зоны и на наличие во многих случаях раздвоенного или многократного пика интенсивности. Поэтому требуются более подробные наблюдения структуры внешней зоны на больших расстояниях. Такие наблюдения необходимы для того, чтобы установить, является ли обстановка в августе — сентябре 1959 г. характерной и же она представляет собой только отдельное состояние

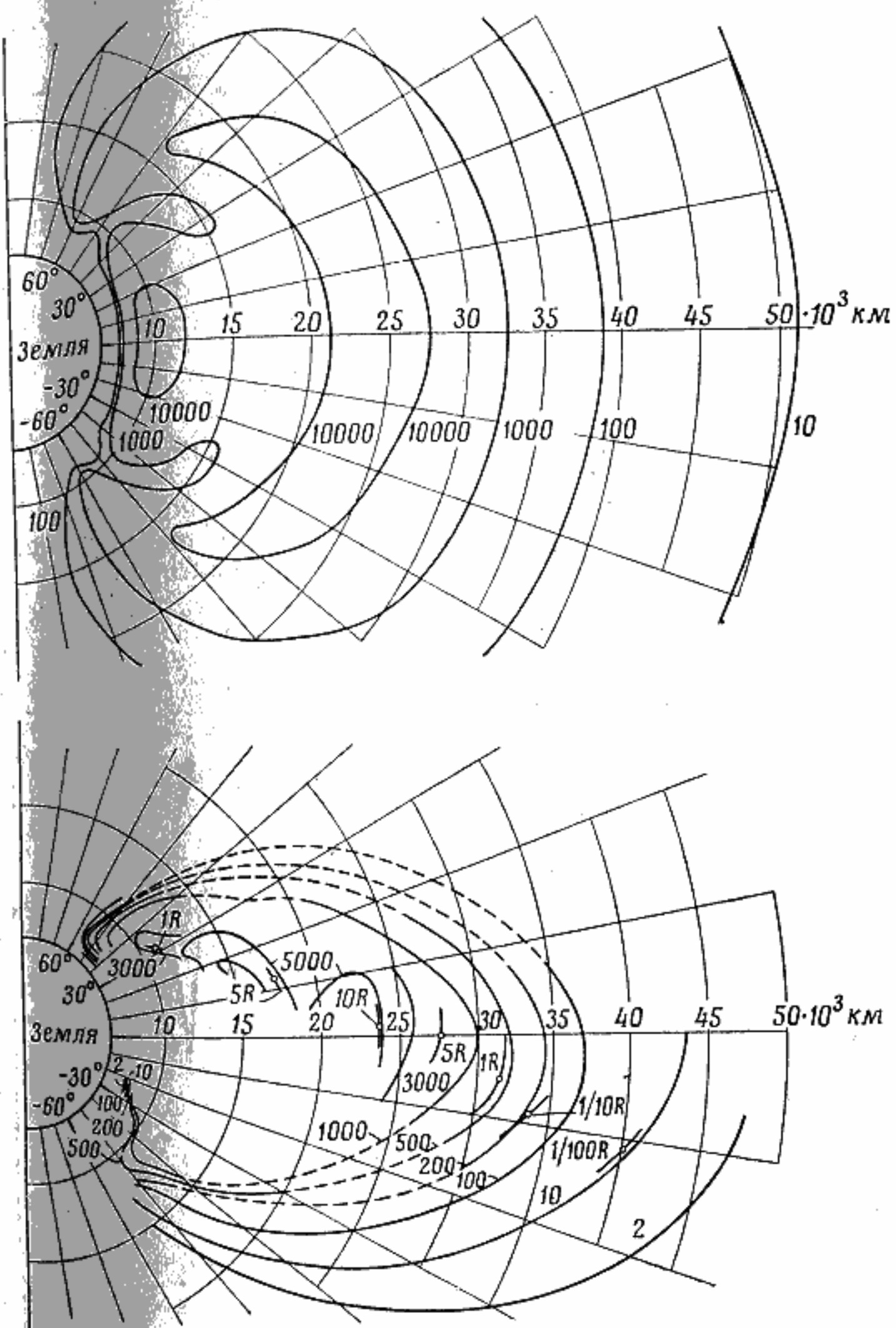
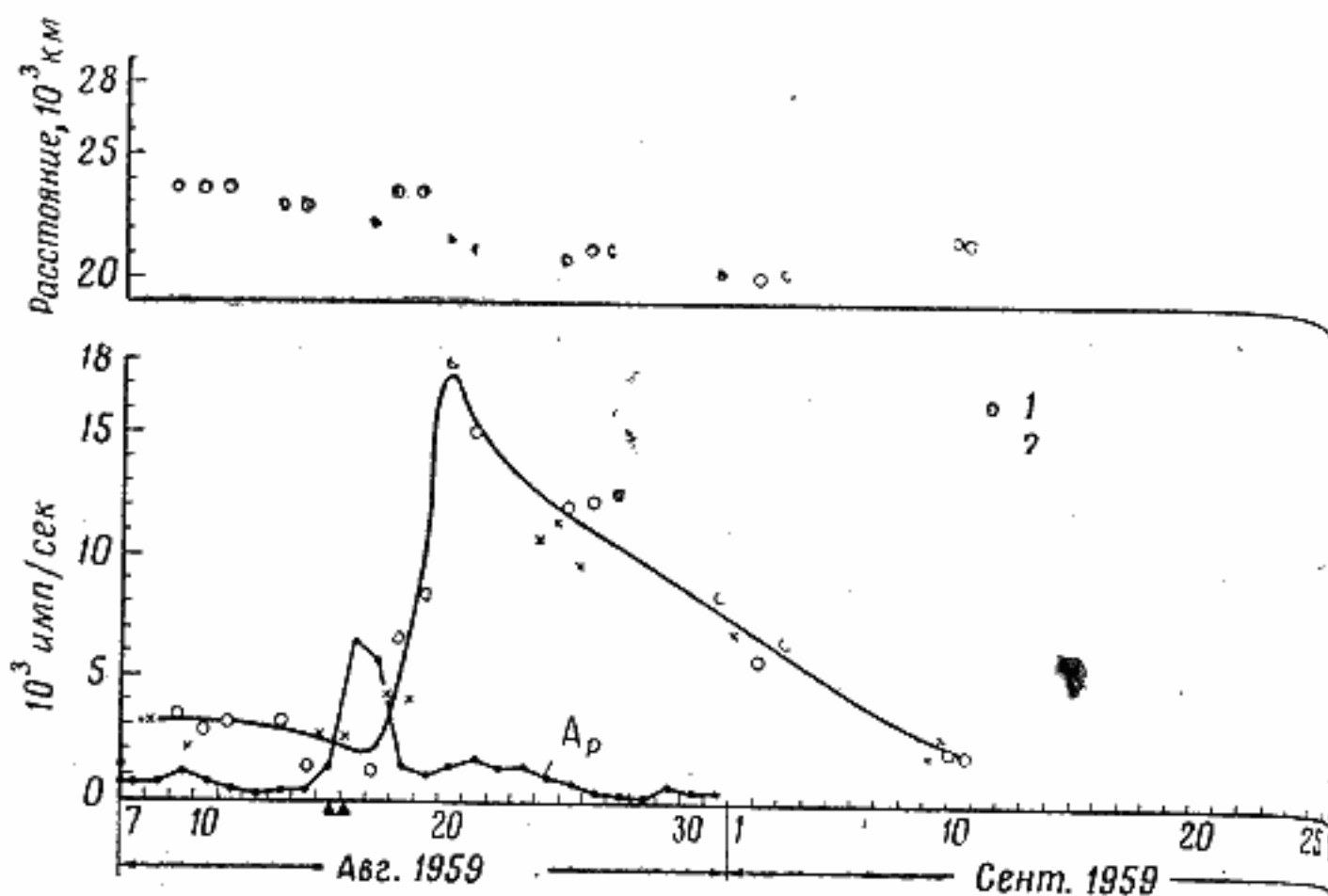
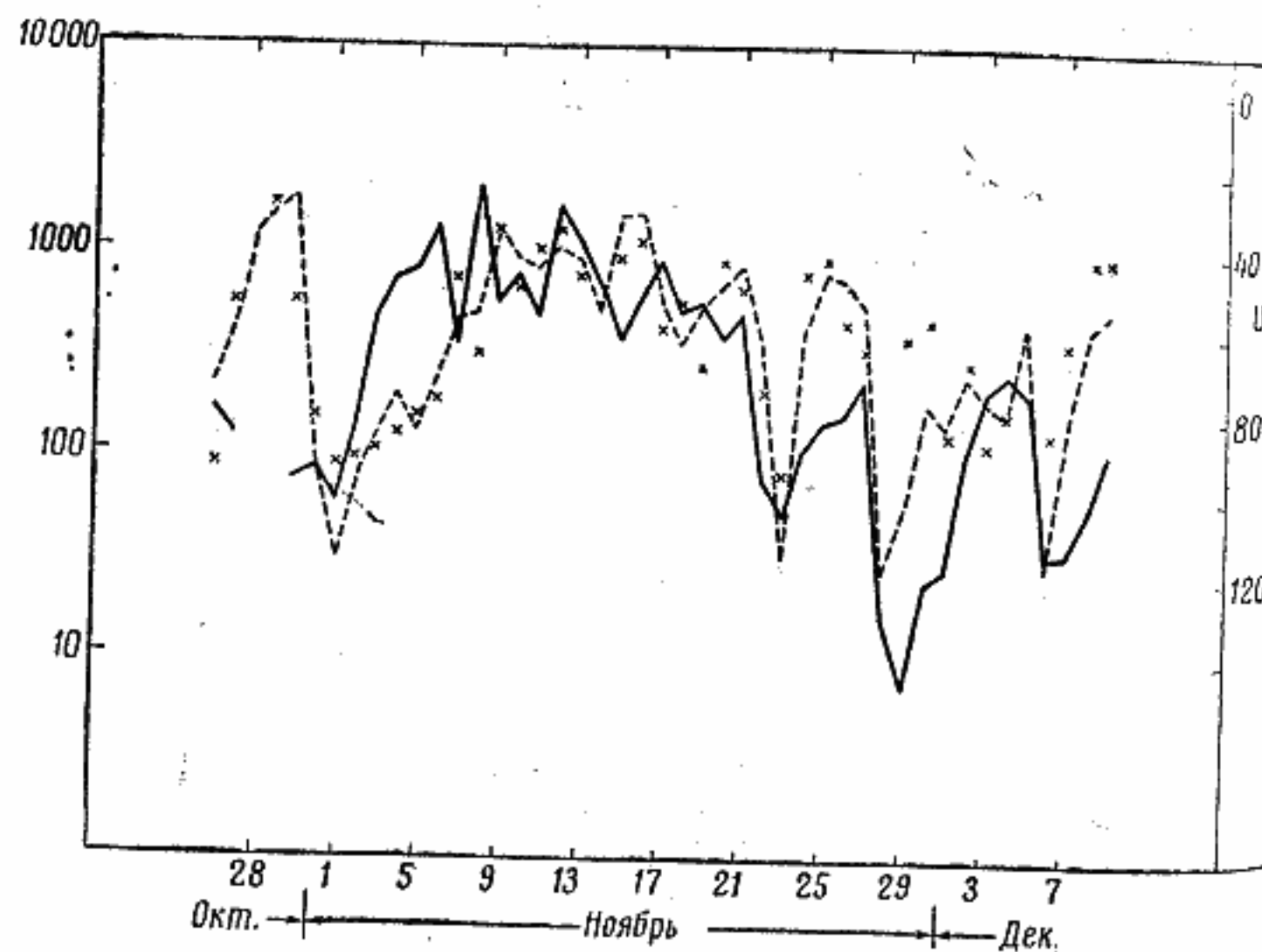


Рис. 17. Структура интенсивности области радиации.

Верхняя диаграмма по Ван Аллену и Франку, нижняя — по Риольди, Гофману, Винклеру.

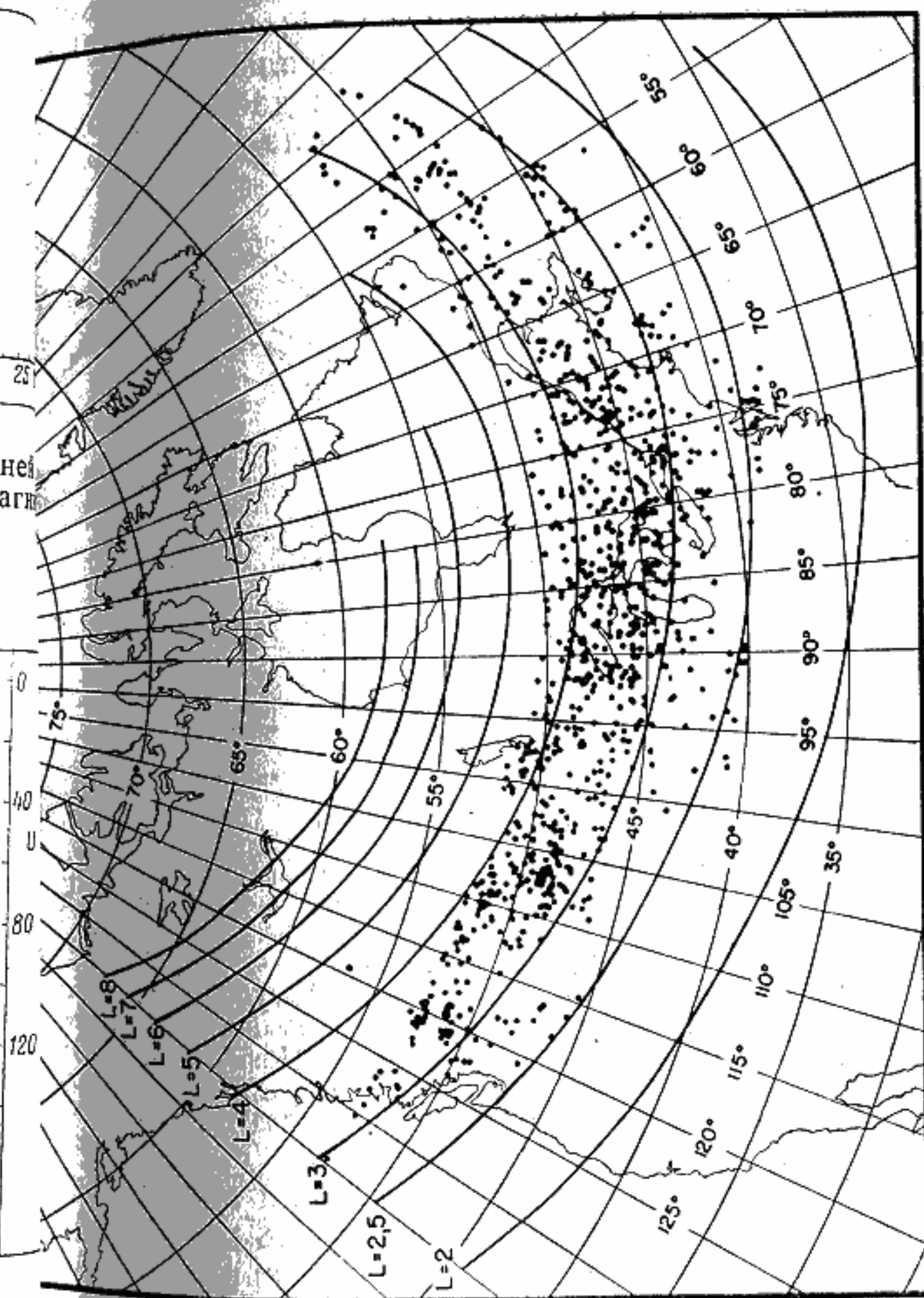


Р и с. 18. Временные изменения интенсивности во внешней области от экваториальной плоскости и связь их с магнитной активностью (по Фэну, Майеру и Симпсону).



Р и с. 19. Временные изменения интенсивности на высоте  $\sim 1000$  км во внешней зоне и связь их с магнитной активностью (по Форбу Венкатесану и Мак-Илвейну).

Слева — средняя скорость счета счетчика Энтон-302,  $U$  — мера экваториальной кольцевого тока (в гаммах),  $A_p$  — мера магнитной активности.



Р и с. 20. Карта географических положений наблюдаемого максимума интенсивности внешней зоны, спроектированных вдоль силовых линий на сферу с радиусом 100 км больше радиуса Земли, и соответствующее положение магнитных оболочек  $L = \text{const}$  (по Лину и Ван Аллену).

многих и сильно меняющихся во времени структурных особенностей.

На рис. 20 [37] дана сводка наблюдений положения пика интенсивности внешней зоны на высоте  $\sim 1000$  км полученных с помощью спутника «Эксплорер VII». Казаны также контуры  $L = \text{const}$ . Все данные, включая контуры, отнесены к сфере с радиусом на 100 км больше

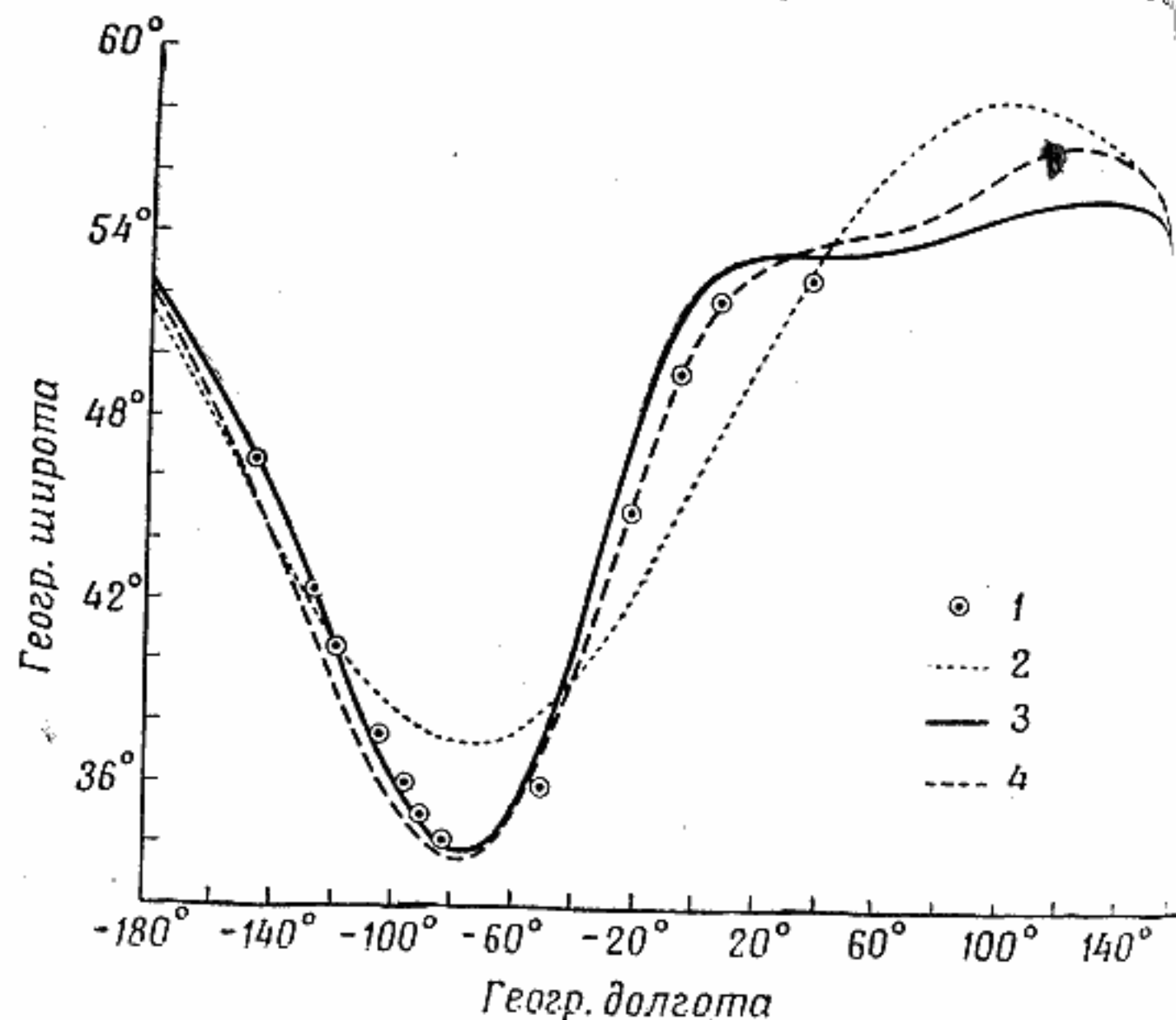


Рис. 21. Различные данные эксперимента Аргус III, полученные с помощью спутника «Эксплорер IV» и показывающие действительность естественной системы координат (по Пеннингтону [4]). 1—Экспериментальные данные, 2—проекция на поверхность Земли магнитной оболочки, образуемой силовыми линиями смещенного диполя, 3—уравнение (13), 4—уравнение (13).

радиуса Земли. Среднее положение пика внешней зоны соответствует значению  $L \approx 3,5$ , что очень хорошо согласуется с положением пика вблизи экваториальной области, найденным при полете «Пионера III».

Вероятно, наиболее примечательными примерами иллюстрирующими правильность существующих в настоящее время представлений о динамике геомагнитного захвата, были наблюдения оболочек из электронов

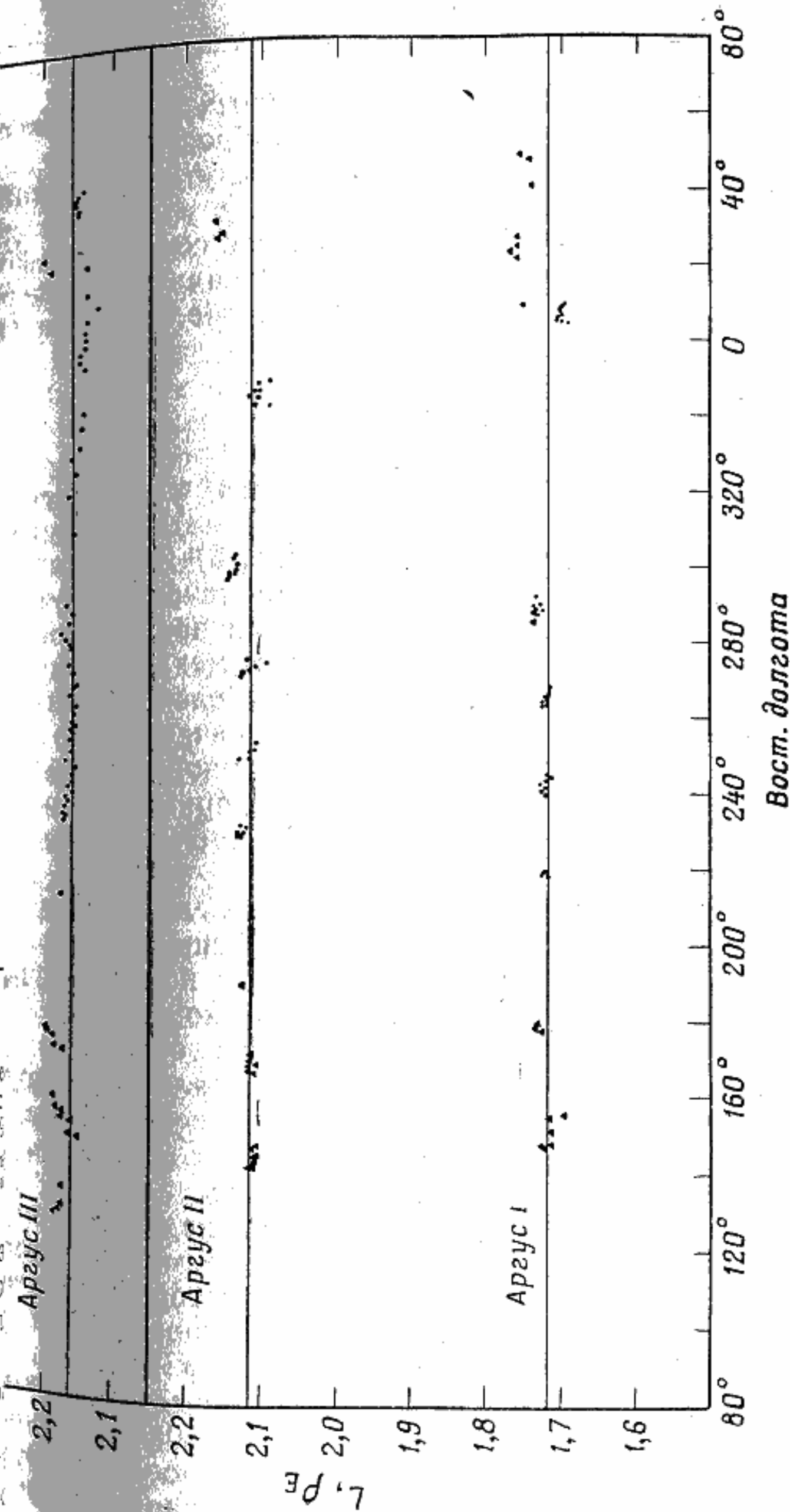


Рис. 22. Координаты  $L$  геомагнитных оболочек для трех экспериментов Аргус по наблюдениям спутника «Эксплорер IV» в зависимости от географической долготы (по Мак-Илвейну).



высокой энергии, искусственно созданных во время экспериментов «Аргус» в августе—сентябре 1958 г. наблюдения проводились при помощи спутника «Explorer IV» [43, 49, 76].

На рис. 21 и 22 видно замечательное совпадение мы трех отдельных оболочек, возникших при экспериментах «Аргус», с формой магнитных оболочек, описываемых параметром  $L = \text{const}$ .

#### § 4

**1. Источники захваченной радиации во внутренней зоне.** Уже грубая картина структуры интенсивности приземной области радиации (см. рис. 8) и совершенно различная степень временной нестабильности внутренней и внешней зон дают основания для предположения, что обе зоны образованы различными механизмами.

В настоящее время считается наиболее вероятным, что основным источником частиц, захваченных во внутреннюю зону, является нейтронная компонента альбедо космических лучей, возникающая от ядерных расщеплений, производимых в атмосфере обычной космической радиацией.

Проблема заряженных частиц альбедо атмосферы рассматривалась при определении интенсивности первичных космических лучей путем ракетных измерений в атмосфере [19, 35, 69, 70]. Нейтронная компонента рассматривалась Росси [57] как одна из составляющих утечки из атмосферы при оценке интегральной энергии космических лучей путем суммирования всех наблюдаемых вторичных процессов.

На возможное значение нейтронов альбедо при инжекции заряженных продуктов их распада на орбиту захвата в земном магнитном поле было, по-видимому, впервые указано Кристофилосом [10], который обратил внимание главным образом на электроны распада ( $\beta$ -спектр с верхней границей 782 кэВ для покоящегося нейтрона). Позже более подробные количественные результаты были опубликованы Зингером [60, 61], Веллингтоном и Лебединским [81] и Келлогом [31] после экспериментального открытия захваченной радиации. Зингер

концентрировал свое внимание на протонах распада, а Келлог — на электронах.

Более полная разработка теории нейтронов альбедо была проделана в работах Гесса и других [22—25].

Данные «Эксплорера IV» и «Пионера IV» указывали на то, что проникающая компонента во внутренней зоне, видимо, состоит из протонов [77, 78]. Первая на-

дежная идентификация этой компоненты была произведена Фриденом и Уайтом [17] после обработки ядерных

эмульсий, облученных на нижнем краю внутренней зоны и затем возвращенных на Землю. Последующие работы

тех же авторов [18], Ягоды [95], Армстронга, Гаррисона

и Розена [2], Ногла и Нифена [44], в которых использовались ядерные эмульсии, дали надежные сведения об

энергетическом спектре протонов в нижней части внутренней зоны. Для  $75 < E < 700$  МэВ Фриден и Уайт [17]

получили дифференциальный энергетический спектр в виде

$$j(E) dE = kE^{-1,8} dE. \quad (4.1)$$

Функция источника для инжекции продуктов распада протонов в геомагнитное поле (включая угловое и пространственное распределение по энергиям продуктов

распада) в настоящее время хорошо известна, в частности благодаря работе Гесса и его сотрудников.

Теория, описывающая утечку протонов из детектируемого интервала энергий из-за рассеяния и потерь энергии, разработана настолько, насколько это позволяет

наши знания свойств экзосферы [54]. Поэтому абсолютные интенсивности и энергетические спектры захваченных протонов могут быть рассчитаны без обращения к экспериментальным данным. Если это сделать, то

получим удовлетворительное согласие с экспериментальными величинами.

Соответствующая картина для электронов внутренней зоны гораздо менее удовлетворительна [32]. Между наблюдаемыми абсолютными интенсивностями электронов и теоретически предсказываемыми значениями существует расхождение на порядки величин. Наблюдаемые спектры [26] богаче электронами малых энергий, чем это следует из теоретических оценок. Кроме того, как отмечалось раньше, нейтроны альбедо правильно объясняют

лишь часть структуры внутренней зоны, относясь к малым высотам (и малым широтам). Правильное понимание внешней границы внутренней зоны должно вытекать из других соображений.

Ногл и Нифен [44] нашли, что спектр протонов в интервале энергий от 10 до 50 Мэв на северном крае внутренней зоны спадает гораздо круче, чем в точках, расположенных на 1600 км южнее, и имеет вид

$$j(E) dE = k'E^{-4,5} dE.$$

Возможно, здесь оказало влияние то, что полет при котором были получены эти результаты, произошел 19 сентября 1960 г., спустя лишь две недели после длительного возрастания интенсивности солнечных космических лучей с 3 до 10 сентября 1960 г. В некотором времени автор настоящего обзора предполагал, что солнечные космические лучи могут дать значительный вклад в число протонов, содержащихся во внутренней зоне, за счет продуктов распада нейтронов,bedo, возникающих в полярных областях. Сообщение об этом эффекте, наводящем на мысль о такой возможности, опубликовано Армстронгом и др. [2]. Недавно были получены новые важные сведения. Пизелла [50] обнаружил заметное увеличение интенсивности во внутренней зоне после вспышки солнечных космических лучей в апреле 1960 г. [37]. Этот эффект ярче выражен при больших значениях  $L$ : при  $L = 1,2$  им можно пренебрегать, а при  $L = 1,8$  имело место возрастание интенсивности на порядок. Более того, для данного  $L$  эффект проявляется сильнее при больших  $V/V_0$  (т. е. для точек отражения, расположенных ниже). Оба эти эффекта качественно согласуются с геометрией инжекции частиц за счет нейтронов,bedo, возникающих в полярных областях. Следует признать весьма удачным совпадением, что во время вспышки производились хорошие наблюдения интенсивности и широтной зависимости солнечных космических лучей с помощью спутника [38]. В настоящее время работа продолжается и направлена на установление количественных закономерностей.

2. Источники захваченных частиц и кинетическая энергия частиц во внешней зоне. Для внешней зоны

характерно почти полное отсутствие протонов большой энергии. Верхний предел интенсивности протонов с энергией больше 60 Мэв был определен при полете ракеты «Ионер IV» и оказался равным  $1 \cdot 10^2$  протон/см<sup>2</sup>·сек. Более поздние измерения Фэна, Мейера и Симпсона на спутнике «Эксплорер VI», проведенные при помощи экранированного свинцом телескопа, включенного в совпадения, снизили верхний предел интенсивности протонов с энергией  $E > 75$  Мэв до 0,1 протон/см<sup>2</sup>·сек. Никаких данных о существовании значительных интенсивностей протонов с энергией меньше 30 Мэв нет.

Расстояние внешнего края внешней зоны, зарегистрированное тем же прибором (одиночный счетчик Гейгера, экранированный слоем вещества толщиной  $\sim 1$  г/см<sup>2</sup>), варьируется от 95 000 км ( $15 R_E$ ) до 40 000 км ( $6,3 R_E$ ) в экваториальной плоскости. Главный пик интенсивности обычно расположен на расстоянии около 22 000 км ( $3,5 R_E$ ), хотя положение этого пика несколько меняется и временами он оказывается расщепленным на два или более сравнимых по величине пиков. Интенсивность на расстоянии  $\sim 3,5 R_E$ , зарегистрированная при многочисленных измерениях за последние три года, уменьшилась приблизительно на два порядка. Вообще говоря, флуктуации тесно связаны с солнечной и геомагнитной активностью, хотя связь имеет далеко не простой характер [16]. В общих чертах начинает выявляться следующая картина: при  $L = 1,2$  им можно пренебрегать, а при  $L = 1,8$  имело место возрастание интенсивности на порядок.

а) За время от нескольких часов до суток после начала магнитной бури количество частиц во внешней зоне заметно уменьшается (по данным измерений с помощью счетчика Гейгера, экранированного тонким слоем вещества и чувствительного к тормозному излучению электронов с энергией около 20 кэв). Уменьшение может достигать на порядок величины и более. Иногда в случае сильных магнитных бурь отмечаются полярные сияния в местах, находящихся южнее обычной зоны полярных сияний, а также красные дуги вдоль оболочки с радиусом  $\sim 3,5 R_E$  [4, 47, 46]. Кроме того, в течение такой фазы «брасывания» параметр Кертца кругового тока увеличивается, что, очевидно, означает возрастание количества

протонов и электронов малой энергии (которые до сих пор еще не зарегистрированы непосредственно), захваченных на устойчивые или квазиустойчивые орбиты механизмом Чепмена — Ферраро и Альфвена.

б) Через некоторое время (опять порядка одних суток) наблюдаемая интенсивность электронов сильно увеличивается и достигает уровня равного или, возможно, на порядок величины большего, чем перед началом бурь. За это время кольцевой ток переходит в спокойное состояние.

в) Наконец, интенсивность наблюдаемых электронов во внешней зоне возвращается к своему обычному уровню с постоянной времени порядка недели.

Одна из наиболее отчетливо проявившихся и интересных последовательностей событий, описанных выше, имела место в начале апреля 1960 г. В это время спутник «Эксплорер VII» совершал регулярные пролеты через внешнюю зону на высоте  $\sim 1000$  км, а приборы ракеты «Пионер V» измеряли интенсивность радиации напряженность межпланетного магнитного поля на расстояниях  $\sim 0,03$  а. е. (т. е. в достаточно удаленных частях геомагнитного поля, но в то же время в близости с точки зрения астрономических масштабов окрестности Земли) [2, 12, 79].

На рис. 23 приведены увязанные по времени графики скорости счета слабо экранированного счетчика находившегося во внешней зоне («Эксплорер VII»), запись магнитных измерений («Пионер V») и запись напряженности геомагнитного поля, произведенная на земной станции в Айова-Сити. Большой интерес представляют также одновременные измерения Винклера (тоже проведенные на «Пионере V»), которые были сделаны с помощью счетчика Гейгера с характеристиками, подобными характеристикам счетчика на «Эксплорере VII». Данные этих измерений резко отличаются от результатов, показанных на рис. 23. Винклер наблюдал увеличение скорости счета по сравнению с межпланетным уровнем самое большее на 1 имп/сек во время возрастания магнитного поля, зарегистрированного Колеманом и др.

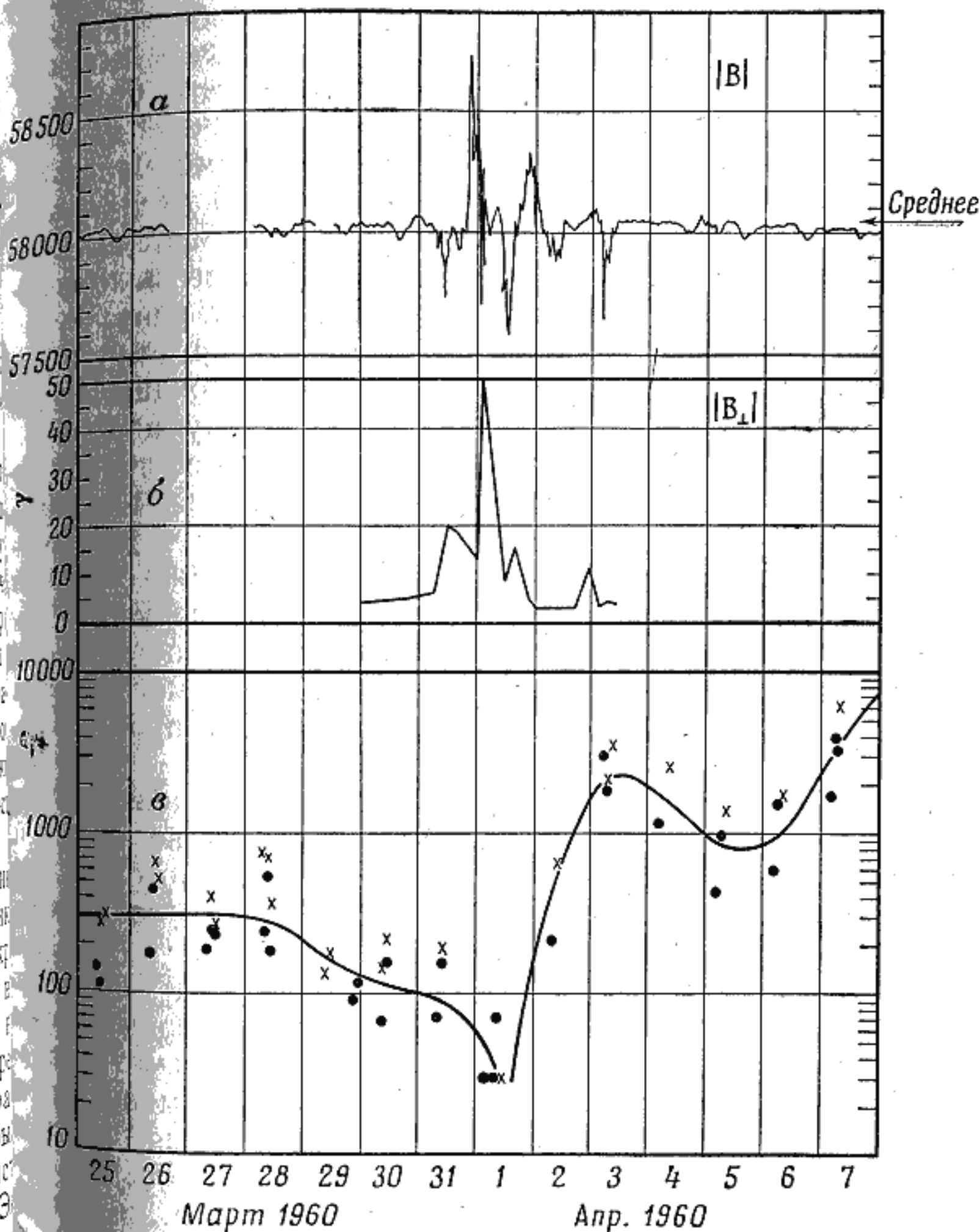


Рис. 23. Временная зависимость максимума интенсивности низкоэнергетической части внешней зоны (в), межпланетного магнитного поля на расстоянии 0,03 а. е. (б) и значения  $B$ , записанного наземной станцией (а).

Предлагается следующая интерпретация этой совокупности наблюдений.

а) Магнитометр ракеты «Пионер V» зарегистрировал прохождение внезапно появившегося большого сгустка ионизированной намагниченной солнечной плазмы.

б) Эта плазма содержала пренебрежимо малое количество электронов с энергией больше 20 кэв.

в) Прибытие плазмы к Земле (этот момент времени легко отмечается на оси времени рис. 23) вызвало сильную магнитную бурю и возмущение орбит ранее существовавших захваченных электронов с энергиями в десятки кэв. Большая доля энергии, содержащейся во внешней зоне, была сброшена в атмосферу и вызвала там интенсивные и протяженные полярные сияния малых широтах, наблюдавшиеся в течение этого периода.

г) Во время этого процесса часть плазмы с низкой энергией была захвачена в геомагнитную ловушку.

д) Частицы малой энергии, вошедшие в состав внешней зоны, были затем ускорены до наблюдаемого уровня энергии магнитными и гидромагнитными процессами, детали которых неизвестны.

е) Из-за потерь энергии и других возмущений общего характера и величины интенсивность во внешней зоне возвратилась к «спокойному» уровню, который, видимо, поддерживается «спокойным» солнечным ветром.

Резюмируя, автор настоящего обзора полагает вполне обоснованным, что внешняя зона обязана своим существованием солнечной плазме и местным процессам ускорения магнитного характера в земном поле. Вопрос о том, приходят ли регистрируемые частицы вместе с солнечной плазмой или они находились в окрестности Земли перед прибытием плазмы, не относится к делу. Главная сторона вопроса состоит в том, что энергия, необходимая для создания и поддержания внешней зоны, поставляется Солнцем. Более того, никаких убедительных указаний на то, что энергия во внешнюю зону подводится в какой-либо форме, отнюдь не от кинетической энергии солнечной плазмы.

В настоящее время продолжает привлекать к себе внимание множество проблем, относящихся к происхождению и динамике внешней зоны и к связи состояния внешней зоны с полярными сияниями, свечением ночного неба, геомагнитной активностью и нагревом атмосферы. В данном обзоре не делалось никаких попыток рассмотреть эти вопросы.

Более того, даже прямые экспериментальные данные об абсолютных интенсивностях и энергетических спектрах электронов и протонов во внешней зоне носят весьма предварительный характер. Основываясь на единственном предположении, что интенсивность электронов с энергиями больше 2,2 Мэв не превышает  $10^{-6}$  от электронов с меньшими энергиями, автор дает в качестве экспериментально обоснованной оценки интенсивности электронов со всех направлений с энергией больше 40 кэв значение  $10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$  для сердцевины внешней зоны 3 марта 1959 г. (день необычно большой интенсивности). Несмотря на более поздние данные, иногда подтверждающие это значение, а иногда противоречащие ему (см., например, сборник «Space Research», ed. Kallmann H., Amsterdam, 1960), автору по-прежнему весьма трудно согласиться с величиной меньше  $10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$  в качестве типичного значения интенсивности электронов с энергиями в области от десятков до сотен кэв в сердцевине внешней зоны<sup>1)</sup>.

Существует настоятельная необходимость проведения более убедительных экспериментов в пространстве. В настоящее время такие эксперименты проводятся.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Alfvén H., *Cosmical Electrodynamics*, Oxford, 1950. (Русский перевод: Альфвен Х., *Космическая электродинамика*, ИЛ, 1952.)
2. Armstrong A. H., Harrison F. B., Rosen L., *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 4, 360 (1959).

<sup>1)</sup> См. по этому поводу следующую статью настоящего сборника. — Прим. ред.

3. Armstrong A. H., Harrison F. B., Heckman H., Rosen L., J. Geophys. Res., **66**, 351 (1961).
4. Arnoldy R. L., Hoffman R. A., Winkler J. R., J. Geophys. Res., **65** 1361 (1960). (См. сборник «Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли», ИЛ, 1962, стр. 70.)
5. Bennett W. H., Rev. Sci. Instr., **30**, 63 (1959).
6. Birkeland K., The Norwegian Aurora Polaris Expedition, Christiania, vol. I, 1908; vol. II, 1913.
7. Block L., Tellus, **7**, 65 (1955).
8. Brüche E., Terr. Magnet. Atm. Electr., **36**, 41 (1931).
9. Chapman S., Bartels J., Geomagnetism, vols. I, II, Oxford Clarendon Press, 1940.
10. Christofillos N. C., Various classified memoranda, U. S. Atomic Energy Commission, 1958.
11. Christofillos N. C., J. Geophys. Res., **64**, 869 (1959).
12. Coleman P. J., Sonett C. P., Judge D. L., J. Geophys. Res., **65**, 1856 (1960).
13. Dragt A. J., J. Geophys. Res., **66**, 1641 (1961).
14. Dresden M., личное сообщение (1961).
15. Fan C. Y., Meyer P., Simpson J. A., Proc. First Internat. Space Sci. Symposium, Amsterdam, 1960, p. 951.
16. Forbush S. E., Venkatesan D., McIlwain C. E., J. Geophys. Res., **66**, 2275 (1961).
17. Freden S. C., White R. S., Phys. Rev. Letters, **3**, 9, 11 (1959).
18. Freden S. C., White R. S., J. Geophys. Res., **65**, 1377 (1960). (См. сборник «Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли», ИЛ, 1962, стр. 179.)
19. Gangnes A. V., Jenkins J. F., Van Allen J. A., Phys. Rev., **75**, 57 (1949).
20. Gibson G., Jordan W. C., Lauer E. J., Phys. Rev. Letters, **5**, 141 (1960).
21. Hamlin D. A., Karplus R., Vik R. C., Watson K., J. Geophys. Res., **66**, 1 (1961).
22. Hess W. N., Phys. Rev. Letters, **3**, 11, 145 (1959).
23. Hess W. N., Patterson H. W., Wallace R., Chupp E., Phys. Rev., **116**, 445 (1959).
24. Hess W. N., Starnes A. J., Phys. Rev. Letters, **5**, 48 (1960).
25. Hess W. N., Canfield E. H., Lingenfelter R., J. Geophys. Res., **66**, 665 (1961).
26. Holly F. E., Johnson R. G., J. Geophys. Res., **65**, 771 (1960).
27. Holly F. E., Allen L., Johnson R. G., J. Geophys. Res., **66**, 1627 (1961).
28. Jensen D. C., Murray R. W., Welch J. A., Tables of Adiabatic Invariants for Geomagnetic Field 1955.0, AFSWC-TN-60-8, April 1960; AFSWC-TN-60-19, August 1960. Air Force Special Weapons Center, New Mexico.
29. Proc. First Internat. Space Symposium, ed. Kallman H. K., Amsterdam, 1960.
30. Kasper J. E., J. Geophys. Res., **65**, 39 (1960).
31. Kellogg P. J., Nuovo Cimento, ser. X, **11**, 48 (1959).
32. Kellogg P. J., J. Geophys. Res., **65**, 2705 (1960). (См. сборник «Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли», ИЛ, 1962, стр. 192.)
33. Kerz W., Beitr. Akad. Wiss. Göttingen, Math. Phys. Kl., zum IGJ, Heft 2, 1958.
34. Красовский В. И., Шкловский И. С., Гальперин Ю. И., Светлицкий Е. М., Труды Международной конференции по космическим лучам, т. III, Изд-во АН СССР, 1960, стр. 59.
35. Kulenkampf H., Naturwiss., **21**, 25 (1933).
36. Lew J. S., Air Force Special Weapons Center, New Mexico, 1960 (неопубликовано).
37. Lin W. C., Van Allen J. A., личное сообщение (1960).
38. Lin W. C., State Univ. Iowa Res. Report 61-16, Aug. 1961 (неопубликовано).
39. Malmfors K. G., Arkiv Mat., Astron., Fisik, **32A**, No. 8 (1945).
40. Martin D. F., Nature, **167**, 92 (1951).
41. McIlwain C. E., личное сообщение (1960).
42. McIlwain C. E., Rothwell P., J. Geophys. Res., **65**, 2508 (1960).
43. McIlwain C. E., J. Geophys. Res., 1961 (в печати).
44. Naugle J. E., Kniffen D. A., Phys. Rev. Letters, **7**, 3 (1961).
45. Northrop T. G., Teller E., Phys. Rev., **117**, 215 (1960). (См. сборник «Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли», ИЛ, 1962, стр. 99.)
46. O'Brien B. J., Ludwig G. H., J. Geophys. Res., **65**, 2696 (1960).
47. O'Brien B. J., Van Allen J. A., Roach F. E., Gartlein C. W., J. Geophys. Res., **65**, 2759 (1960).
48. Parker E. N., J. Geophys. Res., **66**, 693 (1961).
49. Pennington R. H., J. Geophys. Res., **66**, 709 (1961).

50. Pizzella G., личное сообщение (1961).
51. Poincaré H., C. R. Acad. Sci. Paris, 123, 930 (1896).
52. Ray E. C., State Univ. Iowa Res. Report 59-21, 1959 (неопубликовано).
53. Ray E. C., личное сообщение (1960).
54. Ray E. C., J. Geophys. Res., 65, 1125 (1960).
55. Rodionov S. N., J. Nuclear Energy, Part C, Plasma Physics 1, p. 247 (1960).
56. Rosen A., Farley T. A., Sonett C. P., Proc. First Internat. Space Sci. Res., Amsterdam, 1960, p. 938.
57. Rossi B., Rev. Modern. Phys., 20, 537 (1948).
58. Rothwell P., McIlwain C. E., J. Geophys. Res., 65, 798 (1960). (См. сборник «Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли», ИЛ, 1962, стр. 53).
59. Singer S. F., Trans. Amer. Geophys. Union, 38, 175 (1957).
60. Singer S. F., Phys. Rev. Letters, 1, 171 (1958).
61. Singer S. F., Phys. Rev. Letters, 1, 181 (1958).
62. Singer S. F., Phys. Rev. Letters, 3, 188 (1959).
63. Singer S. F., Phys. Rev. Letters, 5, 300 (1960).
64. Singer S. F., Proc. First Internat. Space Sci. Symposium, Amsterdam, 1960, p. 797.
65. Spitzer L., Physics of Fully Ionized Gases, New York, 1958.
66. Störmer C., Archives de sci. et natur., 24, 317 (1907).
67. Störmer C., The Polar Aurora, Oxford, 1955.
68. Vallarta M. S., An Outline of the Theory of the Allowed Cone of Cosmic Radiation, Univ. of Toronto Press, 1938.
69. Van Allen J. A., Tatel H. E., Phys. Rev., 73, 245 (1948).
70. Van Allen J. A., Singer S. F., Phys. Rev., 78, 819; 80, 116 (1950).
71. Van Allen J. A., Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 43, 57 (1957).
72. Van Allen J. A., IGY Satellite Report No. 13, January 1961, Nat. Acad. Sci., Washington.
73. Van Allen J. A., Ludwig G. H., Ray E. C., McIlwain C. E., Jet Propulsion, 28, 588 (1958). (См. сборник «Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли», ИЛ, 1962, стр. 11.)
74. Van Allen J. A., Frank L. A., Nature, 183, 430 (1959).
75. Van Allen J. A., McIlwain C. E., Ludwig G. H., J. Geophys. Res., 64, 271 (1959). (См. сборник «Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли», ИЛ, 1962, стр. 26.)

76. Van Allen J. A., McIlwain C. E., Ludwig G. H., J. Geophys. Res., 64, 877 (1959).
77. Van Allen J. A., Frank L. A., Nature, 184, 219 (1959).
78. Van Allen J. A., J. Geophys. Res., 64, 1683 (1959).
79. Van Allen J. A., Lin W. C., J. Geophys. Res., 65, 2998 (1960).
80. Вернов С. Н., Григоров Н. Л., Логачев Ю. И., Чудаков А. Е., Докл. АН СССР, 120, 123 (1958).
81. Вернов С. Н., Лебединский А. И., Доклад на первой Генеральной ассамблее МГГ в Москве 30 июля—9 августа 1958 г.
82. Вернов С. Н., Чудаков А. Е., Вакулов П. В., Логачев Ю. И., Докл. АН СССР, 125, 304 (1959).
83. Вернов С. Н., Чудаков А. Е., Горчаков Е. В., Логачев Ю. И., Вакулов П. В., Planet. Space Sci., 1, 86 (1959).
84. Вернов С. Н., Чудаков А. Е., Труды Международной конференции по космическим лучам, т. III, Изд-во АН СССР, 1960, стр. 17.
85. Вернов С. Н., Чудаков А. Е., Proc. First Internat. Space Sci. Symposium, Amsterdam, 1960, p. 751.
86. Вернов С. Н., Чудаков А. Е., Вакулов П. В., Логачев Ю. И., Николаев А. Г., Докл. АН СССР, 130, 517 (1960).
87. Вернов С. Н., Чудаков А. Е., см. [85].
88. Vestine E. H., J. Geophys. Res., 64, 1411 (1959).
89. Vestine E. H., Sibley W. L., J. Geophys. Res., 65, 1967 (1960). (См. сборник «Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли», ИЛ, 1962, стр. 254.)
90. Vestine E. H., Sibley W. L., Geomagnetic Field Lines in Space, Project Rand Report No. R-368, The Rand Corporation, Santa Monica, California, 1961.
91. Walt M., Chase L. F., Cladis J. B., Imhof W. L., Knecht D. J., Proc. First Internat. Space Sci. Symposium, Amsterdam, 1960, p. 910.
92. См. [91].
93. Welch J. A., Whitaker W. A., J. Geophys. Res., 64, 909 (1959).
94. Wentzel D. G., J. Geophys. Res., 66, 359, 363 (1961).
95. Yagoda, Herman, Phys. Rev. Letters, 5, 17 (1960).
96. Yoshida S., Ludwig G. H., Van Allen J. A., J. Geophys. Res., 65, 807 (1960). (См. сборник «Солнечные корпускулярные потоки и их взаимодействие с магнитным полем Земли», ИЛ, 1962, стр. 147.)