

УДК 550.385

© 1991 г.

*Е.Е. Антонова, В.И. Лазарев, М.В. Степанова,
Б.А. Тверской, М.В. Тельцов, А.К. Кузьмин,
С.И. Школьникова, Н.И. Исаев*

ПАРАМЕТРЫ МУЛЬТИПЛЕТНЫХ СТРУКТУР ТИПА "ПЕРЕВЕРНУТОГО V" ПО ДАННЫМ ИСЗ "ИНТЕРКОСМОС-БОЛГАРИЯ-1300"

Комплексные исследования потоков частиц, электрических и магнитных полей, оптических эмиссий на борту полярного ИСЗ "Интеркосмос-Болгария-1300" позволили экспериментально определить плотности продольных токов, проводимости в ионосфере, температуры ионов плазменного слоя и на их основе рассчитать основной параметр теории горячего расслоения магнитосферной плазмы. Проведенный анализ показал, что полученные результаты не противоречат концепции горячего расслоения.

Введение. Открытие высыпаний электронов типа "перевернутого V" или "Λ" структур [1, 2] положило начало большому числу исследований в данной области, и в частности анализу тесной связи между авроральными высыпаниями данного типа и формированием дискретных структур полярных сияний. Высыпания типа "перевернутого V" наблюдаются при всех местных временах и уровнях магнитной активности, однако большинство событий было зарегистрировано в интервале между 20–02MLT. Нижняя граница высыпаний расположена на инвариантной широте 62° . На широтах более 80° частота регистрации высыпаний не зависит от местного времени. Протяженность структур типа "перевернутого V" обычно составляет порядка $1\text{--}2^\circ$ инвариантной широты, а по долготе – порядка 15° . Основными особенностями спектра высыпающихся электронов являются существование ярко выраженного пика в интервале энергий $1\text{--}10$ кэВ (моноэнергетическая компонента) и большие потоки частиц малых энергий (вторичные электроны), сопровождающие первичные потоки. Существование моноэнергетического пучка рассматривается в большинстве работ как свидетельство электростатической природы механизма ускорения. Основные особенности спектра вторичных электронов изложены в [3]. Подробный обзор полученных ранее результатов содержится в работе [4]. Связь потока энергии с продольной разностью потенциалов между магнитосферой и ионосферой подробно излагалась в работах [5, 6]. Показано, что в большинстве случаев эта связь имеет линейный характер, что соответствует результатам, полученным в рамках адиабатической теории [6–8]. Большой вклад в изучение процессов ускорения в структурах типа "перевернутого V" внесли измерения на высококоопейных спутниках "S3-3" и "Викинг" [9, 10].

С момента открытия структур типа "перевернутого V" внимание исследователей было в значительной мере сосредоточено на особенностях функций распределения электронов и ионов в структурах и связи данных структур с электрическими полями конвекции, продольными токами, авроральным километровым излучением и другими явлениями. При пересечении спутником аврорального овала на эксперименте неоднократно наблюдались кратные структуры данного типа, однако условия, при которых возникает несколько структур, в литературе не анализировались.

Настоящая работа, предварительные результаты которой были опубликованы в [11], посвящена изучению свойств мультиплетных структур типа "перевернутого V" на базе данных, полученных на ИСЗ "Интеркосмос-Болгария-1300", который был выведен на круговую полярную орбиту с высотой 800–900 км и наклоном 81° .

Теоретические подходы к вопросу о расслоении авроральной плазмы. В теоретических работах предлагались различные точки зрения на наиболее вероятные процессы, приводящие к расслоению магнитосферной плазмы. Теория холодного или альвеновского расслоения предложена в [12] и наиболее детально разработана в последующих работах [13, 14]. Она предполагает, что основной вклад в замыкание токов системы дуги вносят поляризационные токи в магнитосфере. Условия для существования устойчивых токов данного типа могут выполняться только в области постоянного давления, а скорости движения плазмы должны превышать звуковые.

Вторая точка зрения, которую можно назвать концепцией горячего расслоения, предложена в работе [15]. Предполагалось, что образование квазистационарных структур происходит при выполнении условия магнитоэстатического равновесия в магнитосфере, при этом имеет место расслоение магнитосферной конвекции при меридиональной модуляции давления горячих частиц, а поляризационными токами в первом приближении можно пренебречь (что справедливо, если скорость движения плазмы много меньше звуковой и альвеновской).

В работе [16] рассматривалась модуляция давления на масштабах, сравнимых с ларморовским радиусом горячих магнитосферных ионов. При наличии процессов рассеяния частиц в магнитосфере эта теория может быть обобщена и на большие масштабы в случае, если время дрейфа плазмы поперек структуры много больше баунс-периода иона. Для ионов с энергией $E = 3$ кэВ баунс-период составляет $\sim 10^2$ с; при значениях геомагнитного поля 0.3 Гс и напряженности электрического поля вдоль полосы вытекающего продольного поля ~ 10 мВ · м⁻¹ время дрейфа ионов поперек структуры $\sim 2 \cdot 10^3$ с, и условие выполняется с хорошим запасом.

Решение задачи о расслоении магнитосферной конвекции на полосы, ширина которых много меньше длины, сводится к анализу решения уравнения

$$\frac{d^2 u}{dx^2} + j_0 \frac{e}{T_i \Sigma_p} u = 0, \quad (1)$$

где u — возмущение ионосферного потенциала, T_i — температура ионов магнитосферы, j_0 — значение нерасслоенного тока, Σ_p — проинтегрированная по высоте проводимость Пердурсена.

При $j_0 > 0$ (1) имеет вид уравнения Шредингера для потенциальной ямы, и условие неустойчивости сводится к условию существования уровней. При аппроксимации плотности продольного тока зависимостью $j_0(x) = j_0 \text{ch}^{-2}(x/L)$, где L — полуширина полосы вытекающего тока, эти уровни определяются величиной

$$\Gamma = e j_0 L^2 / \Sigma_p T_i \xi. \quad (2)$$

Как было показано в [15], число образующихся структур и значение Γ слабо зависят от выбора типа аппроксимации. ξ учитывает отклонение функции распределения ионов от максвелловской и зависит от разности потенциалов между магнитосферой и ионосферой. При $\xi \ll 1$ значение Γ увеличивается, что должно приводить к увеличению числа образующихся дуг.

Учитывая связь между j_0 и крупномасштабным электрическим полем в ионосфере E , значение Γ можно определить как

$$\Gamma = e [E] / T_i \xi, \quad (3)$$

где $[E]$ — скачок крупномасштабного электрического поля поперек полосы.

Одиночной структуре соответствует значение $\Gamma \sim 1$, двум структурам — $\Gamma \sim 6$, трем — $\Gamma \sim 20-40$.

Учет зависимости ионосферной проводимости от изменения продольной разности потенциалов и потока высыпавшихся электронов приводит к более сложному

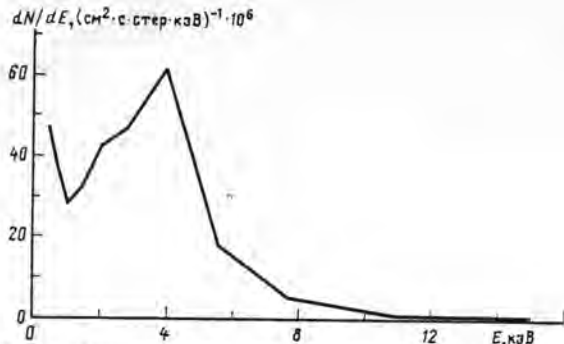


Рис. 1. Типичный спектр выпадающих электронов в структуре типа "перевернутого V" или "Λ", полученный на ИСЗ "Интеркосмос-Болгария-1300" 24.11.81 (23.22.22 UT, 3.2 MLT, 62.8 INVLAT)

виду Γ [17]. В результате подстановки

$$u = z \exp \left[-\frac{1}{2} \int \left(\frac{1}{\Sigma_p} \frac{d\Sigma_p}{d\xi} - \frac{e}{T_i} \frac{dU}{d\xi} \frac{\eta}{\xi} \right) d\xi \right] \quad (4)$$

в случае ночной полусферы

$$\Gamma = \frac{e j_0 L^2}{\Sigma_p T_i \xi} [1 - 0,5 \eta] - \left[0,5 \frac{J_0 e L}{T_i \Sigma_p \xi} \right]^2, \quad (5)$$

где η учитывает увеличение проводимости в ионосфере за счет ионизации выпадающими электронами, ускоренными продольной разностью потенциалов. Если распределение $j(\xi)$ является симметричным, то вклад поперечных ионосферных токов $J_0(\xi)$, втекающих в полосу преимущественно с одной стороны, делает выражение $\Gamma = \Gamma(\xi)$ асимметричным, что приводит к асимметрии расслоения.

Аппаратура и методика измерения. Магнитные измерения проводились трехкомпонентным феррозондовым магнитометром с чувствительностью 2 нТл. Магнитометр был ориентирован так, что ось x направлена по вектору скорости, ось z — к Земле, ось y дополняла систему координат до правой. Из измеренных значений магнитного поля вычитались значения соответствующих компонент главного геомагнитного поля, рассчитанного по аналитической модели МАП-80 [18]. Аппаратура и методика измерений подробно описаны в работах [19–21].

Измерения дифференциального спектра заряженных частиц проводились в энергетическом диапазоне (0,4–15) кэВ с помощью электростатического энергоспектрометра по трем направлениям: вектору скорости x , нормально вектору скорости к Земле и нормально вектору скорости от Земли z . Измерения по каждому направлению проводились двумя спектрометрическими трактами (для электронов и для ионов), в каждом из которых отбор частиц по энергиям осуществлялся цилиндрическим анализатором, а регистрация — каналным электронным множителем типа ВЭУ-6.

Оптические измерения проводились с помощью двухканального фотометра. Первый канал, работающий в режиме счета квантов, имел коническое поле зрения $1,6^\circ$, что на высоте эмиссионного слоя (100 км) соответствует площадке наблюдения диаметром 20 км. В этом канале измерялись интенсивности эмиссий: 427,8 нм (N_2^+); 486,1 нм (H_β); 557,7 нм (OI); 630,0 нм (OI); 634,5 нм (OI); 732,0 нм (OII). Светофильтры были расположены на диске, имеющем восемь дискретных позиций с полным периодом вращения 16 с, время измерения каждого положения — 1,5 с. Абсолютная чувствительность этого канала 3,7 имп · с · релей для 630,0 нм. Второй ка-

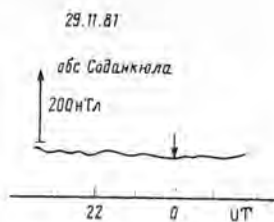
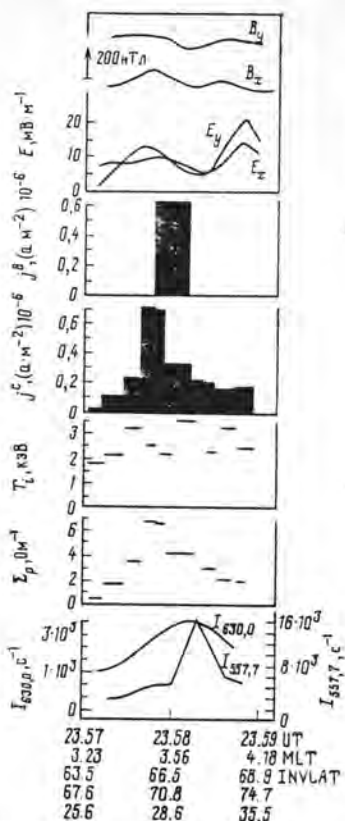


Рис. 2. Распределение горизонтальных компонент возмущения геомагнитного поля (B_x , B_y) и стационарного электрического поля (E_x , E_y), плотности вытекающего продольного тока, вычисленные по данным магнитного поля (j^B) и по потокам высыпающихся электронов (j^C), температура ионов магнитосферы (T_i), проводимость ионосферы (Σ_p), свечения в верхней ионосфере ($I_{630,0}$, $I_{557,7}$) в случае нерасслоенной структуры по данным ИСЗ "Интеркосмос-Болгария-1300"

29.11.81

нал. работающий в режиме измерения среднего тока, не использовался из-за малой чувствительности.

Отметим, что между измерениями потока высыпающихся частиц и связанных с ним атмосферных эмиссий имеется временной сдвиг из-за того, что фотометрические наблюдения проводятся в направлении в надир, а силовая линия, на которой в данный момент проводятся измерения, наклонена к Земле. В силу этого фотометрическая регистрация явления по времени или опережает или отстает на 15–20 с от соответствующих измерений потоков частиц и магнитного поля в зависимости от того, движется ли спутник от высоких широт к низким или наоборот. Величина сдвига зависит от высот, на которых происходит свечение, и поэтому различна для разных линий. Так как данные оптических измерений использовались лишь как подтверждение результатов расслоения продольного тока и образования дискретных структур, полученных ранее по данным энергоспектрометра и магнитометра, интенсивности частиц приведены в условных единицах, соответствующих числу импульсов в фотометре.

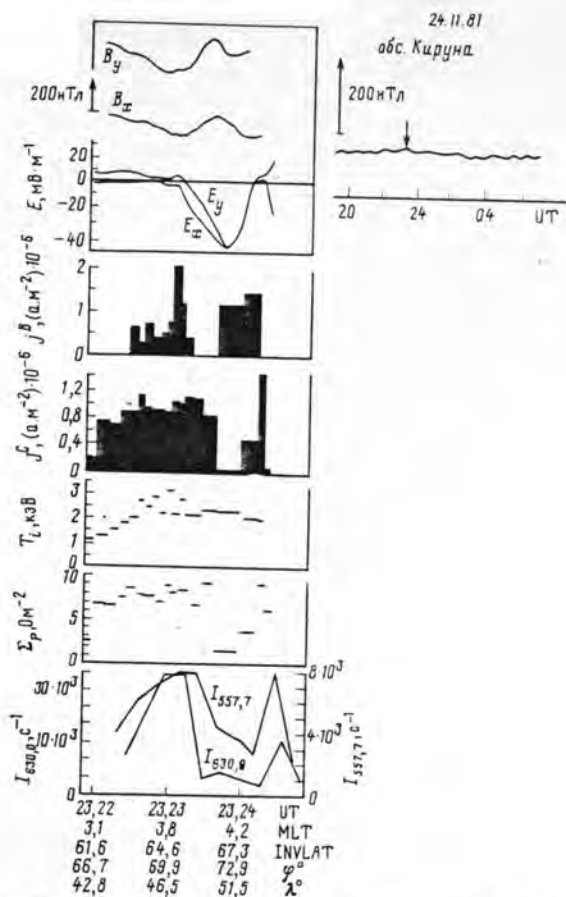


Рис. 3. То же для двойной структуры, данные получены 24.11.81

Данные по электромагнитным полям получены на аппаратуре ИЭСП, в состав которой входили 8-канальный спектроанализатор на диапазоны частот 30 Гц – 15 кГц, коррелятор на диапазон 0,1–5 кГц и детектор квазипостоянных электрических полей [21].

Отбор событий из полученного при измерениях банка данных проводился на основе анализа показаний магнитометра в магнитоспокойных условиях. Выделенные случаи регистрации мультислетных токовых структур изучались с использованием данных по регистрациям дифференциальных спектров электронов и ионов, электрических полей и свечений. Структура относилась к типу "перевернутого V" или "Λ", если в спектрах высыпающихся электронов имелся немаксвелловский максимум с энергией порядка 4 кэВ. Типичный электронный спектр приведен на рис. 1.

По данным эксперимента определяли плотность продольного тока $j = j(\xi)$, педерсеновскую проводимость в ионосфере $\Sigma_p = \Sigma_p(\xi)$, температуру магнитосферных ионов $T_i = T_i(\xi)$, полуширину полосы вытекания продольного тока L , скачок квазипостоянного электрического поля $[E]$ и вычисляли j_0 – максимальное значение невозмущенного продольного тока, $\langle T_i \rangle$, $\langle \Sigma_p \rangle$ – средние значения температуры

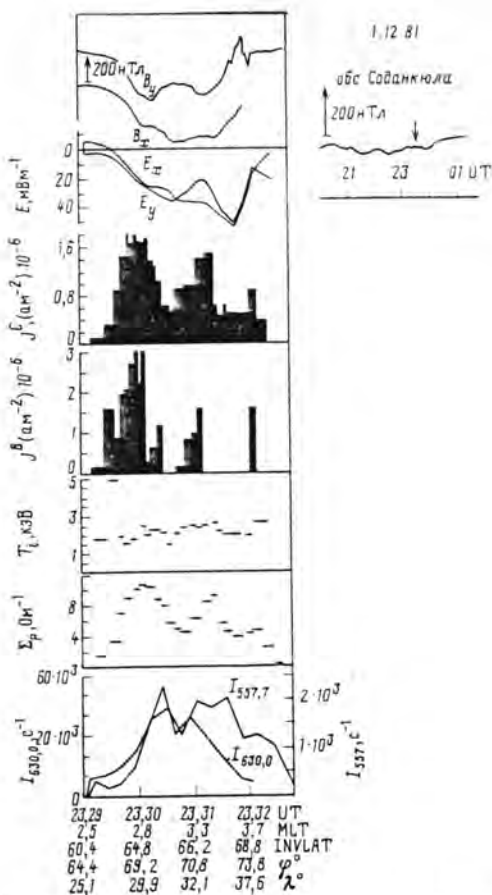


Рис. 4. То же для тройной структуры, данные получены 01.12.81

и проводимости и

$$\Gamma = j_0 e L^2 / \langle \Sigma_p \rangle \langle T_i \rangle. \quad (7)$$

Так как при малом ответвлении тока вдоль овала интегральный ток $J_{0z} = 2Lj_0$ связан со скачком электростатического поля $[E]$ соотношением $J_0 = \langle \Sigma_p \rangle [E]$, вычислялось также значение

$$\Gamma^E = e [E] / \langle \Sigma_p \rangle. \quad (8)$$

Для структур с масштабами более 100–200 км имеет место малое отклонение от эквипотенциальности магнитных силовых линий [21], поэтому при изучении таких структур считалось, что $\xi \sim 1$. Близость значений Γ и Γ^E рассматривалась как свидетельство малости растекания продольного тока вдоль овала и, следовательно, близости задачи к квазиодномерной.

Так как одиночной структуре соответствует значение $\Gamma \sim 1$, дублету — $\Gamma \sim 6$, триpletу — $\Gamma \sim 20$, точность расчета j_0 , T_i , Σ_p и L по данным эксперимента позволяет оценить Γ с точностью, достаточной для сравнения с предсказаниями теории.

Расчет параметров, входящих в критерий расслоения. Плотность продольного тока, вытекающего из ионосферы и переносимого горячими электронами, определяли с помощью дифференциального спектра высыпавшихся электронов

$$j^C = \pi e \sin^2 \Theta \sum_i I(E_i) \Delta E_i, \quad (9)$$

где $\sin^2 \Theta = 0,735$ — квадрат синуса угла раствора конуса потерь на высоте 800 км в предположении о дипольном характере геомагнитного поля. Использовались значения интенсивностей, полученных для энергий, расположенных в интервале (0,54–10,8) кэВ. При этом не учитывались большие потоки электронов с энергиями значительно более низкими, чем энергия, сообщаемая электрону при прохождении продольной разности потенциалов. Относительная ошибка измерения в каждом канале

$$\delta j = \pi e \sin^2 \Theta \sum \frac{I(E_i)}{\sqrt{N_i}} \Delta E_i. \quad (10)$$

Значения N_i сосредоточены в основном в интервале 100–200 имп. в одном канале, что дает относительную ошибку в определении продольного тока 5–10%. С увеличением плотности тока относительная ошибка уменьшается.

В некоторых спектрах на отдельных каналах количество набранных импульсов превышало верхний предел емкости пересчетного устройства. В этих случаях давалась нижняя граница плотности продольного тока.

Интегральное значение плотности продольного тока определялось по возмущениям магнитного поля

$$j^B = \frac{(\Delta B_x)^2 + (\Delta B_y)^2}{V \Delta t \Delta B_y}, \quad (11)$$

где B_x, B_y — разности между компонентами измеренного и рассчитанного магнитных полей в системе координат магнитометра, $V = 8,1 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ — орбитальная скорость спутника, Δt — временной интервал, в течение которого происходили измерения. Формула дает среднее значение тока на указанном интервале. Для лучшего сопоставления результатов в качестве Δt , как правило, выбирался интервал, соответствующий времени измерения данного спектра.

Далее вычислялось значение амплитуды нерасслоенного продольного тока при аппроксимации его меридионального распределения зависимостью вида $j_0(\xi) = j_0 \text{ch}^{-2} \xi$, соответствующей потенциалу Теллера в формуле (2). Для этого сначала вычислялись теоретическое и экспериментальное значения полного тока в преде-

лах полосы $j^T = L \int_{-1}^1 j_0(\xi) d\xi = L j_0 2 \text{th}(1) = 2L j_0 \text{th}(1) = L t \text{th}(1)$, где Δt — время

пролета спутником всей полосы вытекающего тока, $\text{th}(1) = 0,762$; $j^E = \sum_i j_i \Delta X_i = V \sum_i j_i \Delta t_i$, где j_i — плотность тока, рассчитанная по результатам i -го спектра, ΔX_i — расстояние, пройденное спутником вдоль полосы за время измерения i -го спектра Δt_i . Отсюда находим выражение для амплитуды

$$j_0 = \sum_i j_i \Delta t_i / t \text{th}(1). \quad (12)$$

Для вычисления интегральной проводимости Педерсена использовались эмпирические формулы, связывающие поток высыпавшихся электронов с педерсеновской и холловской проводимостями. Согласно [22]

$$\Sigma_p = \left[\frac{20E_0}{4 + E_0^2} \right] \sqrt{\Phi}, \quad (13)$$

где $E_0 = \sum_i I(E_i) E_i \Delta E_i / \sum_i I(E_i) \Delta E_i$ — средняя энергия электронов в кэВ и $\Phi =$

$= \pi \sin^2 \Theta \sum_i E_i I^i(E_i) \Delta E_i$ — поток энергии электронов в Дж · м · с⁻¹. Данный метод позволяет вычислять проводимость с точностью 30%.

Далее вычисляли среднее значение проводимости и стандартное отклонение как

$$\langle \Sigma_p \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Sigma_i, \quad (14)$$

$$\delta \Sigma_p = \frac{1}{n} \sqrt{\sum_i (\Sigma_i - \langle \Sigma_p \rangle)^2}, \quad (15)$$

где n — число найденных значений.

Наиболее трудной задачей явилось вычисление температуры ионов магнитосферы. Согласно теореме Лиувилля функция распределения ионов не меняется вдоль динамической траектории частицы. Поэтому в случае максвелловской функции распределения температура ионов в точке измерения равна температуре ионов плазменного слоя, находящихся на той же силовой линии. Учет продольного скачка потенциала приводит только к уменьшению концентрации ионов.

Значение температуры было найдено в результате аппроксимации дифференциального ионного спектра би-максвелловской функцией распределения. Мы рассматривали только значения температуры горячей компоненты плазмы, соответствующей ионам плазменного слоя. В случае большой статистической ошибки в каждом канале данная аппроксимация становилась невозможной, и за значение температуры принималась величина $T_i = p/n$, где $n = \int v^2 f(v) dv$, $p = m/3 \int v^4 f(v) dv$.

Принимая во внимание, что $f(E) = 0,5 I^i(E) m^2/E$, мы получаем

$$T_i = \frac{2 \sum_i E_i I^i(E_i) \Delta E_i}{3 \sum_i I^i(E_i) / \sqrt{E_i} \Delta E_i}. \quad (16)$$

Аналогично проводимости вычислялись среднее значение температуры и ее стандартное отклонение.

Полуширина полосы вытекающего продольного тока (L) оценивалась по гистограмме вытекающего тока, вычисляемого по электронным спектрам с учетом перпендикулярности траектории спутника к полосе, $\cos \alpha$ вычислялся по данным магнитных измерений в предположении о квазидвумерном распределении тока

$$\cos \alpha = B_y / \sqrt{B_y^2 + B_x^2}, \quad (17)$$

$$L = Vt \cos \alpha, \quad (18)$$

где t — время полного прохождения спутником токовой структуры.

Экспериментальные данные. Все выбранные сеансы соответствовали пролетам спутника при магнитоспокойных условиях ($K_p = 0-2^+$) в неосвещенной полусфере (21-04 MLT). На рис. 2-4 приведены горизонтальные компоненты возмущения геомагнитного поля и стационарного электрического поля, плотности вытекающего продольного тока, вычисленные по данным магнитометра и по потокам высыпавшихся электронов в а · м⁻², температура ионов в кэВ, пердсереновская проводимость в Ом⁻¹, интенсивности свечения в относительных единицах как функции мирового времени, инвариантной широты и географических координат. Ширина гистограммы соответствует времени измерения данного спектра. Также представлены магнитограммы горизонтальных компонент геомагнитного поля, полученные на наземных станциях в то время, когда спутник находился на соответствующей силовой линии.

Представлены случаи нерасслоенной токовой структуры (рис. 2), существования двух (рис. 3) и трех (рис. 4) структур. Все случаи соответствуют магнитоспокойному периоду. Траектория спутника не была строго перпендикулярна полосе вытекающего тока, и $\cos \alpha$ составлял 0,857; 0,874; 0,789 соответственно. Учитывая, что соответствующие времена пролета Δt 86; 120 и 210 с, величины L составляют

$2,98 \cdot 10^5$; $4,25 \cdot 10^5$; $6,7 \cdot 10^5$ м. Температура ионов магнитосферы практически постоянна в пределах полосы вытекающего продольного тока, ее значения слабо меняются при разных пролетах и лежат в интервале 2–4 кэВ. (Средние значения составляли $2,57 \pm 0,53$; $2,30 \pm 0,36$; $2,32 \pm 0,85$ кэВ соответственно.) Значения плотности тока, полученные по возмущениям геомагнитного поля, составляли $0,62 \cdot 10^{-6}$; $1,21 \cdot 10^{-6}$; $1,57 \cdot 10^{-6}$ а · м⁻², а значения, рассчитанные по дифференциальным спектрам, — $0,31 \cdot 10^{-6}$; $0,81 \cdot 10^{-6}$; $1,1 \cdot 10^{-6}$ а · м⁻² соответственно. Близость значений j^B и j^C свидетельствует о доминирующем вкладе горячих электронов в переносимый продольный ток. Во всех рассмотренных случаях наблюдается соответствие между числом видимых дуг полярных сияний с числом крупномасштабных структур а также между интенсивностью высыпаний электронов и свечений в дугах полярных сияний. Во всех случаях наблюдалась асимметрия расслоения. Интенсивность высыпаний уменьшалась с ростом инвариантной широты. Это согласуется с модуляцией возмущения ионосферного потенциала при учете зависимости ионосферной проводимости от изменения продольной разности потенциалов и потока высыпающихся электронов [17]. К сожалению, из-за недостаточной точности измерений провести количественную оценку не представляется возможным. Значения проводимости изменялись в зависимости от потоков энергии высыпающихся электронов. Средние значения проводимости в каждом пролете составляли $3,33 \pm 1,65$; $7,02 \pm 2,67$; $6,61 \pm 2,9$ Ом⁻¹. Рассчитанные по (7), (8) значения Γ и Γ^E в каждом случае составляли $\Gamma = 2,9$; $9,0$; $30,8$; $\Gamma^E = 2,4$; $15,6$; $21,2$ соответственно.

Выводы. Таким образом, параметры наблюдаемых в эксперименте мультиплетных структур типа "перевернутого V" свидетельствуют в пользу существования процессов в плазменном слое, приводящих к меридиональной модуляции давления горячих частиц при изменениях меридионального распределения их концентрации и соответствующего расслоения крупномасштабного продольного тока, переносимого горячими электронами магнитосферы. Интересной особенностью данных наблюдений явилась слабая модуляция температуры ионов вдоль траектории пролета спутника, что может свидетельствовать об интенсивном обмене частиц между магнитными силовыми трубками [23, 24]. Основным параметром, определяющим появление мультиплетных структур, явилась ширина области вытекающего продольного тока.

Анализ экспериментальных данных, полученных на других ИСЗ [4, 25], подтверждает полученные ранее выводы, что может рассматриваться в качестве экспериментального подтверждения основных предпосылок теории горячего расслоения магнитосферной плазмы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Frank P.A., Ackerson K.L. // J. Geophys. Res. 1971. V. 76. P. 3612.
2. Heikkila W.I. // Nature. 1970. V. 225. P. 369.
3. Evans D.S. // J. Geophys. Res. 1974. V. 79. P. 2853.
4. Lin C.S., Hoffman R.A. // Space Sci. Rev. 1982. V. 33. P. 415.
5. Bosqued J.M., Maued J.A., Sauvand R.A. et al. // Planet. Space Sci. 1986. V. 34. P. 255.
6. Lyons L.R. // J. Geophys. Res. 1981. V. 86. P. 1.
7. Knight L.R. // Planet. Space. Sci. 1973. V. 21. P. 741.
8. Антонова Е.Е., Тверской Б.А. // Геомагнетизм и аэронавигация. 1975. Т. 15. С. 105.
9. Mozer F.S., Gattell C.A., Hudson M.K. et al. // Space Sci. Rev. 1980. V. 27. P. 155.
10. Hultquist B. // Scientific results from the Swedish Viking satellite: A 1988 status report, IRF SCI. REPT. 1988. № 196. P. 1.
11. Antonova E.E., Lazarev V.I., Stepanova M.V. et al. COSPAR abstracts., Finland. 1988. 18–29 July, P. 101.
12. Atkinson G. // J. Geophys. Res. 1970. V. 75. P. 4746.
13. Holzer T.E., Sato T. // J. Geophys. Res. 1973. V. 78. P. 7330.
14. Sato T., Holzer T.E. // J. Geophys. Res. 1973. V. 78. P. 7314.
15. Тверской Б.А. // Геомагнетизм и аэронавигация. 1982. Т. 22. С. 966.
16. Тверской Б.А. // Геомагнетизм и аэронавигация. 1982. Т. 22. С. 991.
17. Антонова Е.Е., Степанова М.В., Тверской Б.А. // Геомагнетизм и аэронавигация. 1988. Т. 28. С. 16.

18. International geomagnetic reference fields EOS, 1981. V. 62. P. 49.
19. Аршинников Н.С., Бочев А.Д., Долгинов Ш.Ш. и др. // Геомагнетизм и аэрономия. 1983. Т. 23. С. 710.
20. Кузьмин А.К., Лазарев В.И., Тельцов М.В., Школьникова С.И. // Геомагнетизм и аэрономия. 1986. Т. 26. С. 218.
21. Stanev G., Petrunova M., Teodosiev D. et al. // Adv. Space Res. 1982. V. 2. P. 43.
22. Spiro R.W., Reiff P.H., Maher L.J. // J. Geophys. Res. 1982. V. 87. P. 8251.
23. Антонова Е.Е. // Геомагнетизм и аэрономия. 1985. Т. 22. С. 623.
24. Антонова Е.Е. // Physica Scripta. 1987. V. 35. P. 880.
25. Lyons L.R. // J. Geophys. Res. 1981. V. 86. P. 1.

Научно-исследовательский институт
ядерной физики
Московского государственного университета

Поступила в редакцию
12.03.90

После доработки