

УДК 521.61:550.388.2

ИССЛЕДОВАНИЯ В ИОНОСФЕРЕ ПРИ ПОМОЩИ СПУТНИКА «КОСМОС-378»

5. АНИЗОТРОПИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ 0,5—12 кэв НА ВЫСОКИХ ШИРОТАХ

М. З. Хозлов

С помощью электростатических анализаторов, ориентированных в противоположных направлениях, сравнивались потоки электронов, направленные вверх и к Земле. В конусе потерь коэффициенты отражения достигали 0,3—0,45, вне конуса потерь они часто были меньше 1. Наблюдались случаи, когда потоки отраженных электронов превосходили потоки падающих. Направление тока, переносимого такими электронами, в большинстве случаев обратно принятому направлению системы продольных токов в магнитосфере, которая определяется электронами существенно меньших энергий.

На спутнике «Космос-378», запущенном 17.XI 1970 г. (наклонение орбиты 74° , апогей 1750 км, перигей 240 км), было установлено два электростатических анализатора заряженных частиц для изучения электронных потоков с энергиями 0,5—12 кэв. Цели комплексного эксперимента на спутнике и размещение аппаратуры рассмотрены в [1]. Описание анализаторов и их характеристики приведены в [2, 3], а пространственное расположение областей регистрации электронов и структурные особенности этих областей рассмотрены в [2, 4—6].

Спутник не имел принудительной ориентации (период вращения постепенно увеличивался от 2 до 8 мин.). Получение пичч-угловых распределений при этом затруднено, так как требует сравнения показаний, полученных в разное время, в условиях больших вариаций изучаемых потоков. Однако наличие двух идентичных анализаторов, ориентированных в противоположных направлениях ($\Delta t < 0,02$ сек.), позволило получить достаточно надежные данные о преимущественной направленности электронных потоков, поскольку вариации величины отношения регистрируемых анализатором потоков существенно меньше вариаций этих потоков по отдельности.

Эти данные, описанию и анализу которых посвящена настоящая статья, имеют существенное значение для понимания ряда важных процессов в магнитосфере и ионосфере Земли, связанных, в частности, с особенностями отражения рассматриваемых электронов на низких высотах вблизи сопряженных точек магнитного поля, с характером системы продольных токов и электрических полей и другими магнитосферными явлениями.

Электроны, движущиеся вверх от Земли, — это электроны, либо отраженные в ионосфере ниже спутника, либо появившиеся в результате каких-либо ускорительных процессов. Все такие электроны (не конкретизируя пока механизма их появления) будем называть «отраженными». В рассматриваемом эксперименте интенсивные потоки отраженных электронов наблюдались на высоких широтах как вне, так и внутри конуса потерь, за границу которого принималось значение пичч-угла θ в точке наблюдения, соответствующее $\pi/2$ на высоте 100 км.

Основная величина, которая в дальнейшем анализируется, — отношение потока отраженных электронов N_1 к потоку N_2 , направленному вниз,

зарегистрированное в этом энергетическом интервале при значении θ , определенном положением и ориентацией спутника в момент измерения.

Следует отметить, из-за некоторой несимметричности характеристик анализаторов [2, 7] отношение $a = N_1/N_2$ зависит не только от θ , но и от поворота конуса анализа относительно оси прибора (угол α), причем характер зависимости от α в свою очередь связан с формой пичч-углового распределения. Указано, в ряде случаев угловые распределения могут быть получены. В большинстве случаев они сильно вытянуты вдоль направления магнитного поля в сторону Земли. Зависимость интенсивности от пичч-угла несколько различна для разных энергий. Иногда наблюдается также максимум вблизи $\theta = \pi/2$. В среднем чем больше энергия, тем ближе к тропному пичч-угловое распределение. Характер примером может служить пичч-угловое распределение, полученное во время хождения области регистрации электронных потоков в ночном секторе 18.XI 1970 г. [2, фиг. 4]; низкие значения $a \sim 60^\circ$ связаны с магнитными бурями, начавшейся за несколько дней до начала наблюдений. Восточная граница этой области, на которой наиболее четко видна зависимость интенсивности потоков от пичч-угла, по оси ординат отложена энергетических интервалов ΔE энергии, переносимой интенсивностью потоков (где $\gamma \geq 1$). Вертикальные линии регистрации в данном случае даемые вариации дост

УДК 521.61:550.388.2

МОЩИ СПУТНИКА

ОВ 0,5—12 кэв

, ориентированных в
токи электронов, на-
оэффициенты отраже-
асто были меньше 1.
электронов превосходи-
мого такими электро-
направлению системы
деляется электронами

1970 г. (наклонение ор-
установлено два электр-
изучения электронных
ного эксперимента на
в [4]. Описание анали-
а пространственной рас-
структурные особенности

(период вращения посте-
питч-угловых распределе-
ния показаний, получен-
и изучаемых потоков. Од-
ентированных в противо-
ило получить достаточно
нности электронных по-
регистрируемых анализа-
к потоков по отдельности.
ячена настоящая статья,
да важных процессов в
стности, с особенностями
их высотах вблизи сопря-
системы продольных токов
ими явлениями.

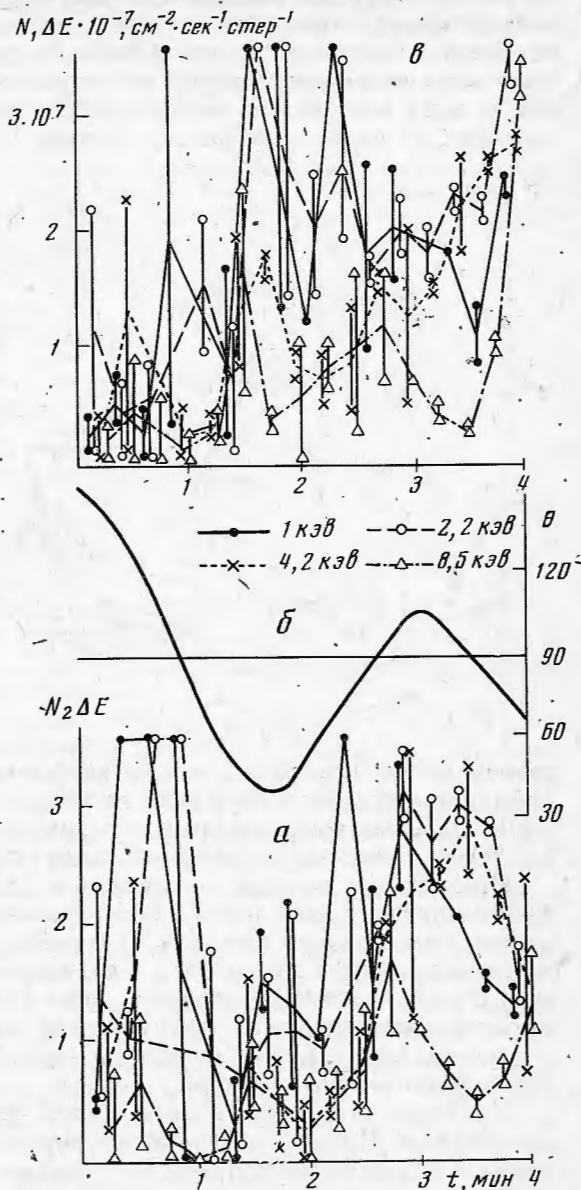
), электроны, либо отра-
ившиеся в результате ка-
электроны (не конкретизи-
зывать «отраженными».
потоки отраженных элек-
, так и внутри конуса по-
питч-угла θ в точке на-
анализируется, — отноше-
 N_2 , направленному вниз,

зарегистрированное в дан-
ном энергетическом интерва-
ле при значении θ , опреде-
ляемом положением и ориен-
тацией спутника в момент
измерения.

Следует отметить, что
из-за некоторой несиммет-
ричности характеристик ана-
лизаторов [2, 7] отношение
 $a = N_1/N_2$ зависит не только
от θ , но и от поворота вход-
ного окна анализаторов во-
круг оси прибора (угол α),
причем характер зависимо-
сти от α в свою очередь
связан с формой пичч-угло-
вого распределения. Как

указано, в ряде случаев пичч-
угловые распределения могли
быть получены. В большин-
стве случаев они сильно вы-
тянуты вдоль направления
магнитного поля в сторону
Земли. Зависимость интен-
сивности от пичч-угла не-
сколько различна для разных
энергий. Иногда наблюдается
также максимум вблизи $\theta =$
 $=\pi/2$. В среднем чем больше
энергия, тем ближе к изо-
тропному пичч-угловое рас-
пределение. Характерным
примером может служить
пичч-угловое распределение,
полученное во время про-
хождения области регистра-
ции электронных потоков в
ночном секторе 18.XI 1970 г.
[2, фиг. 4]; низкие значения
 $\Lambda \sim 60^\circ$ связаны с магнитной
бурей, начавшейся за 3 часа
до начала наблюдений. Уча-
сток этой области, на котором
наиболее четко видна зави-
симость интенсивности по-

токов от пичч-угла, показан с
большим временным разрешением на фиг. 1.
По оси ординат отложены значения $N_1 \Delta E$, $N_2 \Delta E$ и θ , где ΔE — ширина
энергетических интервалов анализаторов. Поскольку для электростатиче-
ских анализаторов $\Delta E \propto E$, величины $N \Delta E$ пропорциональны потоку
энергии, переносимой электронами. С учетом этого видно, что в среднем
интенсивность потоков уменьшается с энергией (спектр близок к $N \propto E^{-\gamma}$,
где $\gamma \geq 1$). Вертикальные линии показывают изменение потоков за время
регистрации в данном энергетическом интервале (за 3 сек.). Хотя наблю-
даемые вариации достаточно велики, зависимость интенсивности потоков

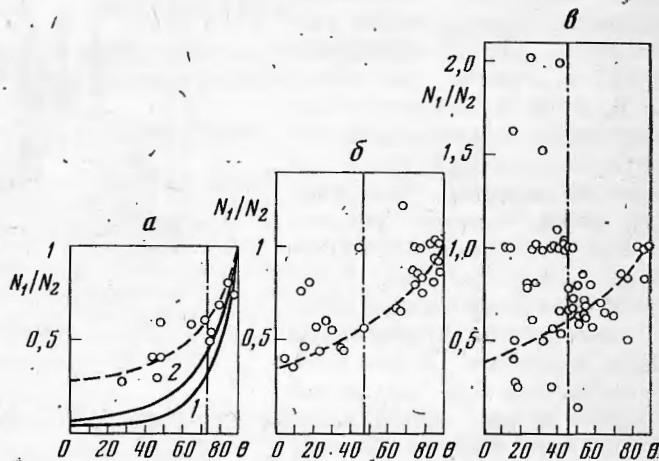


Фиг. 1

от пичч-углов четко выявляется. Для двух противоположно ориентированных анализаторов интенсивность потоков изменяется при вращении спутника в противофазе, что связано с преимущественной направленностью потоков, в данном случае по направлению к Земле. Для малых энергий (1 и 2,2 кэв) вид пичч-углового распределения качественно (по данным фиг. 1) показан на фиг. 2. Кривая 1 относится к отраженным элек-



Фиг. 2



Фиг. 3

тронам ($\theta < 90^\circ$), кривая 2 — к высыпавшимся ($\theta > 90^\circ$). Обращает на себя внимание минимум интенсивности вблизи границы конуса потерь ($\theta \approx 60-70^\circ$), как бы разделяющий захваченные и высыпавшиеся электроны, образующие два независимых пичч-угловых распределения.

Проведенные расчеты показали, что для вытянутых вдоль силовых линий магнитного поля пичч-угловых распределений и реальных характеристик анализаторов при $N_1 < N_2$ (наиболее характерный случай) значения a занижаются при $\alpha > \pi/2$ и завышаются при $\alpha < \pi/2$. Здесь $\alpha = 0$ соответствует положению входного окна анализатора, при котором образующие цилиндрических отклоняющих пластин анализаторов лежат в плоскости, определяемой нормалью к входному окну и касательной к силовой линии магнитного поля.

Наиболее важно, что вблизи $\alpha = \pi/2$ указанная несимметричность не проявляется. Поэтому в первую очередь целесообразно использовать значения a для α , близких к $\pi/2$. Полученные данные показали, что действительно в среднем $a > a_{\pi/2}$ при $\alpha < \pi/2$ и $a < a_{\pi/2}$ при $\alpha > \pi/2$, причем значения $a/a_{\pi/2}$ лежат в пределах 0,6—1,4. Расчеты показали также, что при рассматриваемых пичч-угловых распределениях конечная ширина угловых характеристик анализаторов приводит к небольшому занижению $a_{\pi/2}$.

Наибольший интерес для сравнения с теорией представляет получение зависимости коэффициента отражения от пичч-угла $a(\theta)$ и величины альбеда, определяемого выражением

$$A = \int_{\pi/2}^{\pi} N_1(\theta) \cos \theta d \cos \theta / \int_0^{\pi/2} N_2(\theta) \cos \theta d \cos \theta. \quad (1)$$

Как видно, для определения альбеда необходимо независимое определение $N_1(\theta)$ и $N_2(\theta)$. Можно показать, однако, что при больших коэффици-

ентах отражения значе- лась вблизи $\theta = \pi/2$, г- лении \bar{a} . Например, для- как $\bar{a} = 0,4$ для $\theta = 0-60^\circ$ - мости $a(\theta)$ для $E_e = 2,5$ - ближе значения A и \bar{a} .

| $E, \text{ кэв}$ | |
|------------------|--|
| 2,5 | |
| 20,0 | |
| 20,0 | |
| 45,0 | |
| 35,0 | |
| 0,5—12 | |
| 0,5—12 | |
| 0,5—12 | |
| 0,01—0,02 | |

* Фиг. 3 настоящей

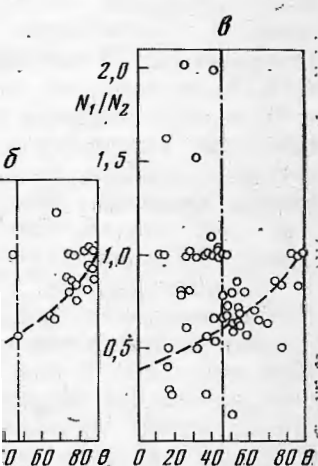
На фиг. 3 приведен $\Lambda = 60-65^\circ$, 4 ± 21 час М- высота 1700 км, $\Lambda = 75^\circ$ - линией показана грани-

Случай a относится- число точек связано с- ментальные точки лож- $\theta \rightarrow \pi/2$. Высота спутни- вблизи $70-75^\circ$. На фиг- для электронов с энерг- жении кулоновского ра- (соответственно на вы- даемые $a(\theta)$ значитель- до 5—7 раз; см. также- в литературе значения- электронов падающий- рии кулоновского рассе- мерно в 2 раза [8]), а- ся один энергетический- риментом еще больше- магнитного поля с выс- веден для $E_e > 20$ кэв.- энергией, это значение- существенно меньших-

Поскольку кулонов- энергий существенно т- ть следовало бы ожи- наблюдается понижен- вблизи апогея, где кон- сеяние электронов про- ского рассеяния и не-

Другая интересная- или близких к единице-

гивоположно ориентиро-
няется при вращении
рественной направленно-
Земле. Для малых энер-
ия качественно (по дан-
тся к отраженным элек-



3.
>90°). Обращает на себя
цы конуса потерь (θ≈
высшающиеся электро-
распределения.

нутых вдоль силовых ли-
ий и реальных характе-
ртерный случай) значе-
и α<π/2. Здесь α=0 со-
ора, при котором обра-
анализаторов лежат в
кнун и касательной к си-

ая несимметричность не
разно использовать зна-
е показали, что действи-
α>π/2, причем значения
или также, что при рас-
ечная ширина угловых
ышному занижению a_{π/2}.
представляет получение
да a(θ) и величины аль-

$$\int_0^{\pi} \theta d \cos \theta. \quad (1)$$

независимое определе-
при больших коэффици-

ентах отражения значения $\overline{a(\theta)}$ близки к A , причем $\overline{a(\theta)} > A$, так как об-
ласть вблизи $\theta=\pi/2$, где $a\sim 1$, используется с большим весом при вычис-
лении \overline{a} . Например, для распределения $a(\theta)$ на фиг. 2 $A=0,38$, в то время
как $\overline{a}=0,4$ для $\theta=0\div 60^\circ$ и $0,54$ для $\theta=0\div 90^\circ$. Для теоретической зависи-
мости $a(\theta)$ для $E_e=2,5$ кэв [8] $A=0,11$ и $\overline{a}=0,17$. Чем больше альбеда, тем
ближе значения A и \overline{a} .

| $E, \text{кэв}$ | $a(20^\circ)$ | \overline{a} | A | Литература |
|-----------------|---------------|----------------|----------|------------|
| 2,5 | 0,05 | 0,17 | 0,11 | [8] |
| 20,0 | 0,1 | 0,28 | 0,22 | [8] |
| 20,0 | — | — | 0,39 | [9] |
| 45,0 | — | — | 0,1—0,15 | [10] |
| 35,0 | — | — | 0,2—0,3 | [11] |
| 0,5—12 | 0,3 | 0,44 | (0,4) | a* |
| 0,5—12 | 0,45 | 0,64 | (0,6) | б* |
| 0,5—12 | 0,45 | 0,63 | (0,6) | в* |
| 0,01—0,02 | — | — | ~1 | [12] |

* Фиг. 3 настоящей работы.

На фиг. 3 приведены примеры полученных данных (a — высота 250 км,
 $\Lambda=60-65^\circ$, 4÷21 час MLT; б — высота 1600 км, $\Lambda=70^\circ$, ~12 час. MLT; в —
высота 1700 км, $\Lambda=75^\circ$, ~15 час. MLT). Штрих-пунктирной вертикальной
линией показана граница конуса потерь.

Случай а относится к уже рассмотренному прохождению 18.IX. Малое
число точек связано с отбором точек вблизи $\theta=\pi/2$. Как видно, экспери-
ментальные точки ложатся на кривую, приближающуюся к единице при
 $\theta\rightarrow\pi/2$. Высота спутника составляла 240—270 км, граница конуса потерь
вблизи $70-75^\circ$. На фиг. 3а приведены также теоретические кривые 1 и 2
для электронов с энергиями 2,5 и 20 кэв, рассчитанные в [8] в предполо-
жении кулоновского рассеяния электронов в нижних слоях атмосферы
(соответственно на высотах 100—150 и 90—120 км). Видно, что наблю-
даемые $a(\theta)$ значительно превышают теоретические (для малых $\theta\approx 20^\circ$
до 5—7 раз; см. также данные таблицы, содержащей и другие имеющиеся
в литературе значения A и $a(\theta)$). Если учесть, кроме того, что спектр
электронов падающий и средняя энергия отраженных электронов в тео-
рии кулоновского рассеяния меньше энергии падающих электронов (при-
мерно в 2 раза [8]), а в эксперименте при определении N_1/N_2 используется
один энергетический интервал, то расхождение между теорией и экспе-
риментом еще больше. Только расчет в [9], учитывающий уменьшение
магнитного поля с высотой, приводит к значению $A=0,39$, однако он про-
веден для $E_e>20$ кэв. Поскольку теория предсказывает рост альбеда с
энергией, это значение при сравнении с экспериментом, проведенным при
существенно меньших энергиях, следует уменьшить в 1,5—2 раза.

Поскольку кулоновское рассеяние для электронов рассматриваемых
энергий существенно только в узком слое вблизи 100 км, вне конуса по-
терь следовало бы ожидать $a(\theta)=1,0$. В действительности в этой области
наблюдается понижение коэффициента отражения, что особенно заметно
вблизи апогея, где конус потерь сужается до 45° . Отсюда следует, что рас-
сеяние электронов происходит также и выше слоя эффективного кулоно-
вского рассеяния и не сводится, таким образом, к чисто кулоновскому.

Другая интересная особенность — наблюдение в ряде случаев $a(\theta)>1$
или близких к единице внутри конуса потерь. Поскольку рассеяние не мо-

жет приводить к $a(\theta) > 1$, необходимо принять, что эти случаи связаны с локальным ускорением электронов. Тот факт, что они наблюдаются в основном в конусе потерь, указывает на локализацию ускорительных процессов на малых высотах, а также подчеркивает реальность эффекта. Действительно, случайными эффектами, связанными с наличием мелко-масштабной структуры потоков, трудно объяснить наблюдение $a(\theta) > 1$ преимущественно в конусе потерь. Коэффициенты отражения, близкие к единице, наблюдались недавно для электронов с $E_e = 10-20$ эв [12]. Для электронов с $E_e > 35$ и 45 кэв наблюдались значения альbedo $0,1-0,3$ [10, 11]. Величины альbedo для промежуточных значений энергий лежат, таким образом, между этими значениями. Следует отметить, что такое уменьшение альbedo с энергией электронов также не согласуется с теорией кулоновского рассеяния. В [9] рассматривалось влияние токов вдоль овала полярных сияний на величину коэффициента отражения электронов от ионосферы. Нитевидный ток силой $3 \cdot 10^5$ а приводит к повышению альbedo примерно на 25% в ограниченной области в 1 км по одну сторону от тока и к аналогичному снижению по другую (рассматривались электроны с $E_e > 20$ кэв). Заметно большее увеличение значений альbedo и образование вытянутых вдоль магнитного поля пичч-угловых распределений может быть связано с механизмами ускорения типа ускорения Ферми [13] магнитными неоднородностями, а также влиянием продольных электрических полей. Для электронов с энергией в несколько кэв и пичч-углами вблизи конуса потерь для заметного увеличения альbedo достаточно сравнительно небольшого повышения зеркальных точек на 5-10 км. Необходимое для этого продольное электрическое поле можно оценить, исходя из закона сохранения энергии

$$U_2 = U_1 + eV \quad (2)$$

и условия сохранения первого адиабатического инварианта

$$U_1 \sin^2 \theta_1 / H_1 = U_2 \sin^2 \theta_2 / H_2 \quad (3)$$

Здесь U_1 и U_2 — энергия электрона до и после ускорения; V — разность потенциалов между начальной и конечной точкой; H_1 и H_2 — напряженность магнитного поля в этих точках; θ_1 и θ_2 — соответствующие пичч-углы. Учитывая, что $H \sim 1/R^2$, для приращения высоты зеркальной точки найдем

$$\Delta h / R \approx (1 + eV / U_1)^{1/2} - 1 \quad (4)$$

Используя $R \approx 6500$ км, $\Delta h = 10$ км и $U_1 = 2,5$ кэв, получим

$$eV \approx 3 \Delta h U_1 / R \approx 10 \text{ эв.}$$

Допустим, что эта энергия набирается на всем пути ниже спутника. Тогда для средней напряженности электрического поля, необходимой для рассмотренного изменения высоты зеркальных точек, найдем $10^{-7} - 10^{-6}$ в/см. Интересно, что в нескольких случаях, один из которых показан на фиг. 4 (первичная запись показаний анализаторов за время снятия одного спектра (15 сек.); сплошная линия — анализатор, направленный вверх, штриховая — анализатор, направленный вниз и регистрирующий отраженные электроны; римские цифры — номера энергетических интервалов II — 1 кэв, III — 2,2 кэв, IV — 4,2 кэв и V — 8,5 кэв; I — калибрационный интервал), потоки электронов в основных энергетических интервалах II—V, т. е. в диапазоне 0,5—12 кэв, как и в большинстве случа-

преимущественно меньших энергий (~ двойного интервала образом, возможно, электроны ионосферения, для ускорения точны, как следует ценки, продольные поля $\sim 10^{-6}$ в/см. Таляющие ионосферные одновременно увеличи альbedo электронов б Для объяснения с $E_e > 0,5$ кэв необход $10^{-5} - 10^{-4}$ в/см. X напряженности неоп лекались для объясн ией [14], существова ных полей такой раине маловероятно отметить, что в наше чет, по-видимому, с ных нестационарных процессах. Случаи $a(\dots)$ в основном в дн ем секторах, что на противоречит средней зольных токов [16], е электроны ответствен альные токи. Возмож риваемые случаи связ ниями от этой средней не того, при одновре дении продольных то энергичных электроно обнаружено, что напра тивноположно направле ные токи могут быть с которые, как в приведе ту потокам электроно экспериментальной то ренных вверх, и электр час наблюдаются непо шлем, во втором случ отражения в нижераск зати измерения, коэфф зики, уменьшение альб низ, не столь заметно правленном электричес

1. К. И. Грингауз, Г. Л.
 2. А. П. Ремизов, М. З. Хс
 3. Э. Л. Лейп, Л. В. О
- М. З. Хохлов, А. В. Шн

то эти случаи связаны с тем, что они наблюдаются в период ускорительных процессов. Реальность эффекта подтверждается наличием мелкой структуры наблюдения $a(\theta) > 1$ при отражении, близкие к $E_e = 10-20$ эв [12]. Для значений альbedo 0,1-0,3 начений энергий лежат, что отметить, что такое не согласуется с теорией о влиянии токов вдоль направления электронов, что приводит к повышению альbedo на 1 км по одну сторону. (рассматривались значения альbedo и угловых распределений типа ускорения Ферми с помощью продольных электронов $k \approx 1$ и пич-углов альbedo достаточно точек на 5-10 км. Не можно оценить, исхо-

(2)

варианта

(3)

ускорения; V — разность потенциалов; N_1 и N_2 — напряженности соответствующие пич-угловы зеркальной точки

(4)

лучим

пути ниже спутника. поля, необходимой для точек, найдем 10^{-7} — один из которых показан горю за время снятия лизатор, направленный вниз и регистрирующий энергетических интервалов — 8,5 кэв; I — калибрационных энергетических интервалов в большинстве случа-

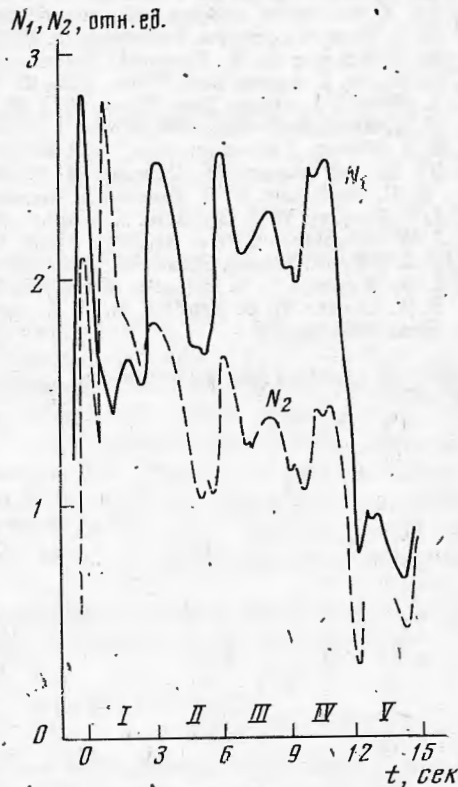
ев, преимущественно направлены к Земле, в то время как электроны меньших энергий (~ 100 эв), которые регистрировались в конце калибрационного интервала I [2], движутся преимущественно от Земли. Таким образом, возможно, наблюдаются электроны ионосферного происхождения, для ускорения которых достаточно, как следует из предыдущей оценки, продольные электрические поля $\sim 10^{-6}$ в/см. Такие поля, ускоряющие ионосферные электроны, одновременно увеличивают значение альbedo электронов больших энергий.

Для объяснения случаев $a > 1$ для $E_e > 0,5$ кэв необходимы уже поля до $10^{-5} - 10^{-4}$ в/см. Хотя поля такой напряженности неоднократно привлекались для объяснения наблюдений [14], существование стационарных полей такой напряженности крайне маловероятно [15]. Следует отметить, что в нашем случае речь идет, по-видимому, о кратковременных нестационарных ускорительных процессах. Случаи $a(\theta) > 1$ наблюдались в основном в дневном и вечернем секторах, что на первый взгляд противоречит средней картине продольных токов [16], если считать эти электроны ответственными за продольные токи. Возможно, что рассматриваемые случаи связаны с отклонениями от этой средней картины. Кроме того, при одновременном наблюдении продольных токов и потоков энергичных электронов ($E_e > 1$ кэв) в эксперименте [17] также было

обнаружено, что направление тока, переносимого этими электронами, противоположно направлению продольных токов. Таким образом, за продольные токи могут быть ответственны электронные потоки меньших энергий, которые, как в приведенном выше примере (фиг. 4), направлены навстречу потокам электронов больших энергий. Важно также учитывать, что с экспериментальной точки зрения случаи наблюдения электронов, ускоренных вверх, и электронов, ускоренных вниз, различаются. В первом случае наблюдаются непосредственно электроны, ускоренные электрическим полем, во втором случае ускоренные электроны наблюдаются после их отражения в нижерасположенных слоях ионосферы. Поскольку, как показали измерения, коэффициенты отражения от ионосферы достаточно велики, уменьшение альbedo при электрическом поле, ускоряющем электроны вниз, не столь заметно, как увеличение альbedo при противоположно направленном электрическом поле.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. И. Грингауз, Г. Л. Гудалевич. Геомагн. и аэрономия, 1974, 14, 937.
2. А. П. Ремизов, М. З. Хохлов. Геомагн. и аэрономия, 1975, 15, 3.
3. Э. Л. Леин, Л. Б. Ольдекоп, Б. В. Поленов, А. П. Ремизов, Б. И. Хазанов, М. З. Хохлов, А. В. Шифрин. ПТЭ, 1971, 44.



Фиг. 4

4. K. I. Gringauz, G. L. Gdalevich, M. Z. Khokhlov, A. P. Remizov, Yu. I. Logachev, V. G. Stolpovsky, B. N. Gorozhankin, V. V. Afonin, S. N. Sheronova. *Space Res.*, 1973, 13, 549.
5. В. В. Афонин, М. И. Виргин, Г. Л. Гдалевич, Б. Н. Горожанкин, К. И. Грингауз, Ю. И. Логачев, А. П. Ремизов, В. Г. Столповский, М. З. Хохлов, С. М. Шеронова. X Всесоюзн. конфер. по распространению радиоволн. «Наука», 1972, 436.
6. М. З. Хохлов. *Геомагн. и астрономия*, 1975, 15, 207.
7. М. З. Хохлов, А. П. Ремизов. *Космические исследования*, 1969, 7, 459.
8. K. Maeda. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1965, 27, 259.
9. T. Weddle. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1972, 33, 547.
10. M. N. Rees. *Radio Sci.*, 1968, 3, 645.
11. B. J. O'Brein. *J. Geophys. Res.*, 1962, 67, 3687.
12. Ю. И. Гальперин, М. Дымек, И. Кутнев, Т. М. Мулярчик, К. Б. Серафимов, Ф. К. Шуйская, Р. В. Шулемин. *Космические исследования*, 1973, 11, 401.
13. J. R. Sharber, W. J. Heikkila. *J. Geophys. Res.*, 1972, 77, 3397.
14. J. W. Chamberlain. *Rev. Geophys. Space Res.*, 1969, 7, 461.
15. B. J. O'Brein. *Planet. Space Sci.*, 1970, 18, 1821.
16. J. P. Heppner, J. D. Stolarik, E. H. Wescott. *J. Geophys. Res.*, 1971, 76, 6028.
17. P. A. Closter, B. R. Sandler, H. R. Anderson, P. M. Pazich, R. J. Spiger. *J. Geophys. Res.*, 1973, 78, 640.

Институт космических исследований
АН СССР

Статья поступила
17 января 1974 г.

ОБТЕКАНИЕ ДИ

Рассмотрена структура
потокa разреженной
риментальными исс

Исследование возмущенной
сферной плазмы, предст
ней ионосферы сильно
тнц здесь много больш
реженной плазмы расс
диска в действительное
[1—3], таким диском м
если его длина R_z не с
 $= (Mv_0^2/2T_e)^{1/2}$, v_0 — ско
 M — масса ионов); в ио
Направим ось z вдоль
ку, расположенному в

$$t = z/v_0$$

Структура возмущенно
ления ионов $g(t, \rho, u_0)$
нормированная на $(2T_e)$
сительно оси $\rho=0$. Фун
тельным кинетическим

$$\frac{\partial g}{\partial t}$$

Здесь Ψ — безразмерный
соотношением

$$\Psi = \ln n$$

где n — концентрация и
нию (1) имеют вид

$$t \rightarrow 0, \quad |1 -$$

где $g_a(\tau, u_0)$ — решение
 $g \rightarrow \exp[-\beta(u_0^2 + m^2/\rho^2)]$
В [1] исследована с
ния эксперимента [5, 6]