

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

*КОСМИЧЕСКИЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ*

Журнал основан в 1963 году
Выходит 6 раз в год

Том VIII

ВЫПУСК 3

Май — Июнь



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

Москва 1970

значениях φ $S_{\text{эф}} \geq 0$. Кроме того, для всех членов (25), стоящих в скобках, кроме первого, надо исключить область значений λ от 0 до $\pi/2 - \beta$, этому соответствуют значения φ : $\nu < \varphi < \pi - \nu$. Наглядно пределы интегрирования представлены на числовой оси для случая, когда $\sin \beta < \sin \tau$, на рис. 3, где косой штриховкой показана область интегрирования только первого члена уравнения (25), двойной — область интегрирования всех членов уравнения (25) и горизонтальной — область тени.

Если на орбите есть теневой участок, то надо исключить еще область значений φ от φ_{τ} до π и от $-\pi$ до $-\varphi_{\tau}$. В случае $\sin \beta > \sin \tau$, пределы интегрирования определяются только границами тени, т. е. φ принимает значения $-\varphi_{\tau} \leq \varphi \leq \varphi_{\tau}$.

Дата поступления
20 октября 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Е. Охоцимский, В. В. Белецкий. Сб. «Искусств. спутники Земли», вып. 16. Изд-во АН СССР, 1963, стр. 94.
2. О. Н. Фаворский, Я. С. Кадагер. Вопросы теплообмена в космосе. «Высшая школа», 1967, стр. 32.

УДК 550.388.8

*Ю. И. Гальперин, В. А. Гладышев, А. В. Гуревич,
А. Б. Кузьмин, Ю. Н. Пономарев*

ПРОТОНЫ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ И «РЕЗОНАНСНАЯ» КОНЦЕПЦИЯ СУББУРИ

Протонные полярные сияния в течение многих лет изучались спектроскопическими методами по свечению водородной эмиссии полярных сияний. Полученные результаты приведены в [1—8]. Уже в первых работах, посвященных анализу элементарных процессов, приводящих к возбуждению водородной эмиссии полярных сияний, был сделан вывод о том, что энергии преобладающей доли вторгающихся протонов составляют 1—5 *кэв* (скорости «в пределах от 600—700 *км/сек* до 2500 *км/сек*, чаще всего в пределах 1000—1300 *км/сек*» [1], и «в области скоростей порядка нескольких сотен *км/сек*... дифференциальный спектр интенсивности изменяется как $E^{-1,8}$ » [4], см. также [5, 6]). Анализ углового распределения протонов привел к выводу о том, что «протоны малых энергий, по-видимому, имеют более широкое угловое распределение, чем протоны больших энергий» [3], причем распределение этих последних является почти продольным [1, 3, 7]. Этот вывод был затем получен и в [9] на основании более подробных измерений профилей и расчетов.

Однако прямые измерения авроральных протонов на спутниках и ракетах приводили к выводу о более или менее изотропном или даже квазизахваченном, т. е. с ясно выраженным конусом котерь, распределении протонов средних энергий (≥ 5 *кэв*) над атмосферой (см. [8]). Лишь недавно появились первые результаты прямых измерений авроральных протонов в диапазоне энергий менее 10—20 *кэв* [10—12], которые показывают, что наряду с энергетическими спектрами, характеризуемыми резко выраженной продольной (или изотропной) компонентой с энергией $\sim 1-3$ *кэв* наблюдаются энергетические спектры протонов с квазизахваченным распределением, сравнительно плоские в диапазоне ≤ 10 *кэв* и экспоненциально спадающие с характеристической энергией 10—30 *кэв* в диапазоне 10—100 *кэв*.

Расчеты профилей водородной эмиссии с учетом изменения широт-углов протонов в реальном геомагнитном поле (см. [8]) не позволили совместить наблюдаемые профили в магнитном зените и горизонте с квазизахваченным распределением протонов с энергиями ~ 10 *кэв*. Таким образом, для протонов средних энергий (≥ 5 *кэв*) имеется противоречие между результатами анализа профилей водородной эмиссии полярных сияний, свидетельствующими о преобладании продольной компоненты скорости и результатами прямых измерений, свидетельствующими о преобладании для этих частиц поперечной компоненты скорости (т. е. квазизахваченных частиц).

Измерения авроральных протонов малых энергий (0,04—2 *кэв*), средних энергий (2—8 *кэв*) и больших энергий (300 *кэв* — 9 *Мэв*) проводились на спутнике «Космос-261» ($i = 71^\circ$, $h_a = 670$ *км*, $h_p = 217$ *км*, 20.XII 1968 г. — 12.II 1969 г.) в процессе комплексного эксперимента по исследованию геоактивных корпускул (см. подробнее [13—15]). Несмотря на разнообразие энергетических и угловых распределений протонов, наблюдавшихся при пролетах над северной и южной авроральными зонами и полярными шапками, из рассмотрения полученных данных можно заключить, что

компоненты протонов малых и средних энергий обычно обладали различными угловыми и планетарными распределениями в координатах Λ (инвариантная широта) — T (местное геомагнитное время). Компонента малых энергий с максимумом в области $\sim 1-1,5$ кэв достигала иногда значительных интенсивностей (вплоть до $\sim 10^9$ частиц/см²·сек·кэв при более изотропном (или даже продольном) распределении). Компонента средних энергий обычно обладала квазизахваченным распределением (с конусом потерь), но интенсивность на пич-угле 90° была понижена, и максимум наблюдался на пич-углах около 70° , а интенсивность достигала $\sim 3 \cdot 10^6$ частиц/см²·сек·кэв. Квазизахваченная компонента обычно практически исчезала в полярных шапках за границей зоны захвата. (Заметим, что расчеты высот сопряженных точек вдоль орбит спутника «Космос-261» на основе 100-членного разложения [16] главного поля, т. е. без внешних источников, показали, что за исключением области над южной Гренландией регистрация квазизахваченных частиц вдоль северной авроральной зоны на высотах 220—250 км была возможна.) Результаты наблюдений в сопряженных точках [17] показывают, что такие расчеты дают хорошие результаты вплоть до $L \sim 10$ в спокойное время. Энергетический спектр в этом диапазоне энергий часто был плоским, но во многих случаях наблюдался минимум интенсивности на энергиях 2—4 кэв.

Это согласуется с выводами Рема [12], наблюдавшего во время ракетного эксперимента 3.XI 1968 г. различия в угловых и временных характеристиках для указанных двух компонент энергетического спектра авроральных протонов и с одновременными измерениями Ковражника [15] на спутнике «Космос-261», свидетельствующими о преимущественно квазизахваченном распределении протонов больших энергий над северной авроральной зоной.

Как описано выше, эти результаты трудно сопоставить с результатами анализа наземных спектроскопических измерений при их современной интерпретации. По нашему мнению, это связано, во-первых, с тем, что до сих пор в расчетах энергетических спектров протонов по наблюдаемым профилям водородных линий [1—9] не учитывался эффект «очистки» пучка вторгающихся в атмосферу протонов от частиц с пич-углами около 90° , возникающий при перезарядке протонов вследствие наклонения силовых линий [18] и приводящий к выбрасыванию таких частиц в направлении к полюсам. Как заметил В. И. Красовский (частное сообщение), этот эффект особенно возрастает при учете движения протона в реальном геомагнитном поле с изменением пич-углов. В результате достигающий атмосферы пучок квазизахваченных протонов средних энергий успеет потерять (или «отразить») значительную долю частиц с пич-углами вблизи 90° , так что, как показывают оценки, можно ожидать смещения максимума интенсивности к пич-углам около 70° . Рост числа «отраженных» частиц, очевидно, приведет к росту интенсивности свечения с отрицательным доплеровским смещением («красное смещение») в зенитном профиле водородной эмиссии полярных сияний. Для компоненты протонов больших энергий, для которых сечение перезарядки мало, эффект «очистки» резко ослабляется, и максимум интенсивности остается при пич-угле 90° . Во-вторых, для количественной интерпретации профилей необходимы более надежные данные об эффективных сечениях процессов на малых энергиях, которые все еще не измерены.

Некоторые новые измерения эффективных сечений (см., например, [19]) и теоретические соображения указывают на большие сечения ионизации атомов водорода и, соответственно, на значительную роль в атмосфере перезарядки авроральных протонов с возбуждением уровней $n = 2, 3, 4, 5$ при малых энергиях, которой пренебрегалось в расчетах [7]. Это может, в частности, увеличить относительный вклад компоненты протонов малых энергий по сравнению с вкладом протонов средних энергий в наблюдаемую интенсивность свечения водородной эмиссии с доплеровским смещением ≤ 600 км/сек и уменьшить оценки потока протонов.

По-видимому, описанные уточнения теории водородной эмиссии позволяют согласовать результаты спектроскопических измерений профилей с результатами прямых измерений авроральных протонов и устранить указанное выше противоречие. Таким образом, можно заключить, что имеющиеся данные согласуются с квазизахваченным распределением авроральных протонов средних энергий над атмосферой. Очевидно, следовательно, что авроральные протоны средних энергий опускаются в атмосферу вследствие процессов диффузии квазизахваченных протонов по пич-углам с заполнением конуса потерь, происходящих на больших высотах над атмосферой. (Заметим что, такого рода «спокойный» механизм гармонирует с наблюдаемым медленно меняющимся и бесструктурным распределением областей протонного полярного сияния [6, 8] и с достаточно точной магнитной сопряженностью этих областей в северном и южном полушарии [17]. Это качественное согласие характеристик относится, однако, лишь к квазизахваченной компоненте протонов средних энергий. Для компоненты малых энергий морфология вторжений и относительный вклад этой компоненты в возбуждение водородной эмиссии полярных сияний еще не исследованы, и далее мы не будем ее рассматривать.)

Таким образом, компонента авроральных протонов средних энергий оказывается непосредственно связанной с интенсивностью протонов этого диапазона энергий в поясе кольцевого тока. (Такая идея высказывалась и ранее (см. [20]), но описанное выше противоречие с данными о водородной эмиссии не позволяло тогда ее принять.)

Рассмотрим теперь движение в магнитосфере квазизахваченных частиц средних энергий. Для нерелятивистских частиц в дипольном магнитном поле при отсутствии электрического поля, используя результаты [21] для определения численного коэффициента и хода зависимости периода магнитного дрейфа от инвариантной широты точки отражения Λ , получим период дрейфа в солнечно-магнитосферной системе координат

$$T_{SM} = \left\{ \left[\frac{30.6 \cdot Z}{EL} (1.27 - 0.23 \cos 2\Lambda - 0.04 \cos^6 \Lambda) \right]^{-1} - 1 \right\}^{-1} \text{ суток}$$

(Z — заряд частицы, E — ее энергия в кэВ , L — параметр Мак-Илвайна).

Отсюда видно, что на L -оболочках от 8 до 4, характерных для авроральной зоны и кольцевого тока, и при энергиях протонов и ионов He^+ 5—10 кэВ и 10—20 кэВ для α -частиц возникает «резонанс» в случае, когда период долгого дрейфа близок к суткам.

В реальном геомагнитном поле, искаженном давлением солнечного ветра, например, при дрейфе ионов с энергией выше резонансной от полуденного меридиана к вечернему скорость дрейфа падает [22], и, следовательно, в этой области местного времени частица может «войти в резонанс». Последние данные об электрическом поле в магнитосфере [23] свидетельствуют о существовании в области «каспа» потенциальных ям глубиной в несколько кэВ на оболочках $L \sim 6$, которые будут способствовать накоплению резонансных частиц в области «каспа». Расчеты движения частиц с энергиями, близкими к резонансным, проводившиеся для модели Мида — Вильямса [24—28], показали, что в области «каспа» для таких частиц в солнечно-магнитосферной системе координат появляются замкнутые секторальные траектории. Накопление частиц усиливается вследствие возникновения замедляющего дрейфа «самосогласованного» электрического поля поляризации, охватывающего всю магнитосферу. При этом оказывается возможным дрейф частиц поперек L -оболочек, приводящий к асимметричной инжекции частиц на квазизахваченные траектории из периферийных областей магнитосферы [27]. Некоторые характерные черты дрейфового движения ионов в диапазоне средних энергий во вращающейся магнитосфере были выявлены в расчетах [29], однако появление «самосогласованного» электрического поля не было принято во внимание, и возможность накопления ионов вследствие «резонанса» не была отмечена.

Мы видим, что в магнитосфере движение квазизахваченных ионов с $E/Z \sim 10 \text{ кэВ}$ (с точностью до фактора 2) оказывается весьма своеобразным и, что наиболее существенно, при асимметрии инжекции возможно их накопление в области «каспа», сопровождаемое возникновением «самосогласованного» электрического поля с разностью потенциалов того же порядка. Как описано выше, энергия $\sim 10 \text{ кэВ}$ может быть принята как характерная энергия квазизахваченной компоненты авроральных протонов. Хорошо известно (и подтверждено одновременными измерениями на спутнике «Космос-261»), что и для авроральных электронов характерная энергия, аа которой спектр электронов резко спадает, также составляет $\sim 10 \text{ кэВ}$. Наконец, как недавно было показано Франком [30, 31], характерная энергия (точнее, E/Z) для частиц «спокойного» кольцевого тока на $L \sim 6$ также составляет $\sim 10 \text{ кэВ}$. Отсюда можно сделать вывод, что характерная энергия частиц $\sim 10 \text{ кэВ}$, проявляющаяся во всех этих процессах, обусловлена описанным выше «резонансом» долгого дрейфа для таких энергий в магнитосфере Земли. С этой точки зрения заманчиво истолковать и последние измерения Франка [32], обнаружившего, что появление в солнечном ветре именно этой компоненты ионов (с $E/Z \approx 5 \div 30 \text{ кэВ}$) — «корпускулярного потока» — и приводит к асимметричному усилению кольцевого тока и затем к развитию магнитной бури.

На основании изложенного предлагается «резонансная» концепция возникновения суббури, характерные черты которой сводятся к следующему: 1. Выделение более или менее стационарной квазизахваченной компоненты авроральных протонов (а, возможно, и электронов) с характерной энергией порядка 10 кэВ , обладающей бесструктурным «фооновым» пространственным распределением. 2. Выяснение физического смысла указанной характерной энергии авроральных частиц как «резонансной» энергии квазизахваченных протонов (или E/Z для других ионов) кольцевого тока и полярных связей. 3. Предположение о накоплении резонансной компоненты в вечерней и ночной области «каспа» («мешка») вследствие асимметричной инжекции этих частиц на квазизахваченные траектории, возникновении в результате этого асимметрии кольцевого тока и, как следствие этой асимметрии, генерации крупномасштабного самосогласованного электрического поля в магнитосфере. 4. Предположение о том, что превышение плотности резонансных частиц при накоплении их в области «каспа» над некоторой критической величиной вызывает явление «магнитосферного взрыва» — суббури, и что такой процесс может повторяться при продолжении «накачки» магнитосферы резонансными частицами. 5. Предположение о селективности реакции магнитосферы Земли на появление в обтекающем ее солнечном ветре частиц с энергиями, близкими к «резонансным». 6. Предположение о том, что явление запаздывания магнитных бурь по сравнению с вызывающими их активными гелиофизическими процессами определяется временем распространения

в межпланетном пространстве той компоненты выброшенного из Солнца «корпускулярного потока», которая для магнитосферы Земли является резонансной.

Данная концепция не включает процессов, приводящих к появлению типичных резко очерченных форм полярных сияний, располагающихся обычно вдоль аврорального овала и вызываемых вторжением частиц с характерной энергией в диапазоне 1—5 кэв, а также частиц больших энергий (вплоть до 10^2 — 10^4 кэв), интерпретация которых требует, по-видимому, детального рассмотрения колебательных и других коллективных процессов в магнитосферной плазме.

Дата поступления
16 марта 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. С. Шкловский. Изв. Крымской Астрофиз. Общ., 8, 51, 1952.
2. J. W. Chamberlain. *Astrophys. J.*, 126, 245, 1957.
3. A. Omholt. *Geophys. Publ.*, Oslo, 20, No. 11, 1959.
4. Дж. Чемберлен. Физика полярных сияний и излучения атмосферы. Изд-во иностр. лит., 1963.
5. В. И. Красовский. Успехи физ. н., 65, № 3, 501, 1961.
6. Yu. I. Galperin. *Planet. Space Sci.*, 10, 187, 1963.
7. Ю. И. Гальперин, И. А. Полуэктов, И. И. Собельман. Геомagnetизм и аэрoномия, 6, № 4, 633, 1966.
8. R. H. Eather. *Rev. Geophys.*, 5, No. 3, 207, 1967.
9. О. Л. Вайсберг. Геомagnetизм и аэрoномия, 6, 101, 1966.
10. B. A. Whalen, I. B. McDiarmid. *Aurora and Airglow*, 1968, ed. by McCormac, Reinhold Publ. Comp., New York, 1969.
11. W. Bernstein, G. T. Inouye, N. L. Sanders, R. L. Wax. *J. Geophys. Res.*, 74, 3601, 1969.
12. H. Reme. Thesis, CESR, Toulouse, 1969.
13. А. Д. Болюнова, М. Л. Брагин, Ю. И. Гальперин, В. А. Гладышев, Н. В. Джорджио, Г. Н. Злотин, И. Н. Кикнадзе, Р. А. Ковражкин, Т. М. Мулярчик, Ю. Н. Пономарев, В. В. Темный, Н. И. Федорова, Ю. П. Шильяев, Ф. К. Шуйская, Р. В. Шуленина. *Космич. исслед.*, 8, № 1, 104, 1970.
14. Ю. И. Гальперин, Н. В. Джорджио, И. Д. Иванов, И. П. Карпинский, Э. Л. Леин, Т. М. Мулярчик, Б. В. Поленов, В. В. Темный, Н. И. Федорова, Б. И. Хазанов, А. В. Шифрин, Ф. К. Шуйская. *Космич. исслед.*, 8, № 1, 108, 1970.
15. Р. А. Ковражкин. Доклад на симпозиуме КОСПАР, Ленинград, 1970.
16. S. J. Hendricks, J. C. Cain. *J. Geophys. Res.*, 71, 346, 1966.
17. A. E. Belon, J. E. Maggs, T. N. Davis, K. B. Mather, N. W. Glass, G. F. Hughes. *J. Geophys. Res.*, 74, 1, 1969.
18. A. V. Prag, F. A. Morse, R. S. McNeal. *J. Geophys. Res.*, 71, 3141, 1966.
19. R. S. McNeal, D. C. Clark. *J. Geophys. Res.*, 74, 5065, 1969.
20. S.-I. Akasofu. *Planet. Space Sci.*, 12, 801, 1964.
21. J. S. Lew. *J. Geophys. Res.*, 66, 2681, 1961.
22. J. G. Roederer. *J. Geophys. Res.*, 72, 981, 1967.
23. F. S. Møzer, R. Serlin. *J. Geophys. Res.*, 74, 4739, 1969.
24. А. В. Гуревич, Е. Е. Цедилина. Геомagnetизм и аэрoномия, 9, 458, 1969.
25. А. В. Гуревич, Е. Е. Цедилина. Геомagnetизм и аэрoномия, 9, 642, 1969.
26. А. В. Гуревич, Е. Е. Цедилина. Геомagnetизм и аэрoномия, 9, 818, 1969.
27. А. В. Гуревич, В. П. Щербakov. Геомagnetизм и аэрoномия, 10, № 5, 1970.
28. Е. Е. Цедилина. Геомagnetизм и аэрoномия, 10, № 3, 1970.
29. E. W. Hones. *J. Geophys. Res.*, 68, 1209, 1963.
30. L. A. Frank. *J. Geophys. Res.*, 72, 3758, 1967.
31. L. A. Frank. Preprint, July, 1969.
32. L. A. Frank. Preprint, May, 1969.

УДК 550.388.2

Н. Е. Осипов, В. Г. Пивоваров, Н. Б. Пивоварова

О ПЛОТНОСТИ ИСТОЧНИКОВ ЗАРЯДОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С АТМОСФЕРОЙ

Целью настоящей работы является количественная оценка плотности источников зарядов, возникающих при взаимодействии с атмосферой потоков заряженных частиц с заданными на границе атмосферы параметрами.

Отметим, что такая задача представляет интерес в связи с преобладающей ролью потоков заряженных частиц в формировании целого ряда свойств авроральной ионосферы (проводимость, теплопроводность, микроструктура ионосферы и др.), определяющих физические условия в ионосфере и регистрируемых на космических аппа-