

УДК 550.388.2

ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОТОНОВ НА МАЛЫХ ВЫСОТАХ НА ПРИЭКВАТОРИАЛЬНЫХ ШИРОТАХ ПО ДАННЫМ СПУТНИКОВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ. I. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР

О. Р. Григорян, М. И. Панасюк, А. Н. Петров

(НИИЯФ)

Представлены результаты измерения спектра протонов с энергиями от ~ 10 кэВ до ~ 1 МэВ в области геомагнитного экватора на $L < 1.15$ на высотах до 1000 км по данным экспериментов на спутниках и орбитальном комплексе МИР. Получен спектр протонов во время геомагнитных возмущений и в спокойное время. Построена аппроксимация спектров каппа-функцией. Проведено сравнение спектров протонов в приэкваториальной области и в кольцевом токе. Проведена оценка времени жизни протонов в приэкваториальной области с учетом перезарядки и кулоновского рассеяния. Подтверждено, что кольцевой ток является одним из основных источников протонов в приэкваториальной области на малых высотах.

Введение

С 1969 г. спутниковые эксперименты показали, что в области вблизи геомагнитного экватора ($L \lesssim 1.15$) на высотах до ~ 1000 км постоянно наблюдаются возрастания потока протонов с энергиями от десятков кэВ до нескольких МэВ. Было показано, что их появление объясняется переносом на малые L протонов радиационного пояса и кольцевого тока ($L \sim 3-6$) в процессе двойной перезарядки протонов на нейтральных атомах водорода [1-3]. Кольцевой ток — один из токов, определяющих поведение ионосферы и внутренней части магнитосферы. Он подпитывается из двух основных источников — ионосферы и солнечного ветра. Источником частиц с энергией в сотни кэВ является солнечный ветер, а более низких энергий — ионосфера. Поведение этих двух компонент кольцевого тока различно. Аналогичное разделение существует и в поведении потоков протонов в приэкваториальной зоне, что указывает на тесную связь этих образований.

В более поздних работах [4-10] был получен ряд данных, которые не объясняются этой моделью. Это зависимость потока протонов от местного геомагнитного времени и особенности зависимости от долготы, высоты и уровня геомагнитной активности. Представляется необходимым детальное изучение характеристик потока приэкваториальных протонов в зависимости от различных факторов с целью определить вклад возможных источников протонов в общий поток.

Описание экспериментов

Параметры орбиты, время проведения эксперимента, тип детектора (ППД — полупроводниковый детектор) и энергия регистрируемых протонов представлены в табл. 1.

Энергетический спектр

Обобщенный спектр протонов в приэкваториальной области по данным нескольких экспериментов показан на рис. 1. В низкоэнергичной части спектра видно отличие спектров, зарегистрированных во время (D) и в отсутствие (Q) геомагнитных возмущений.

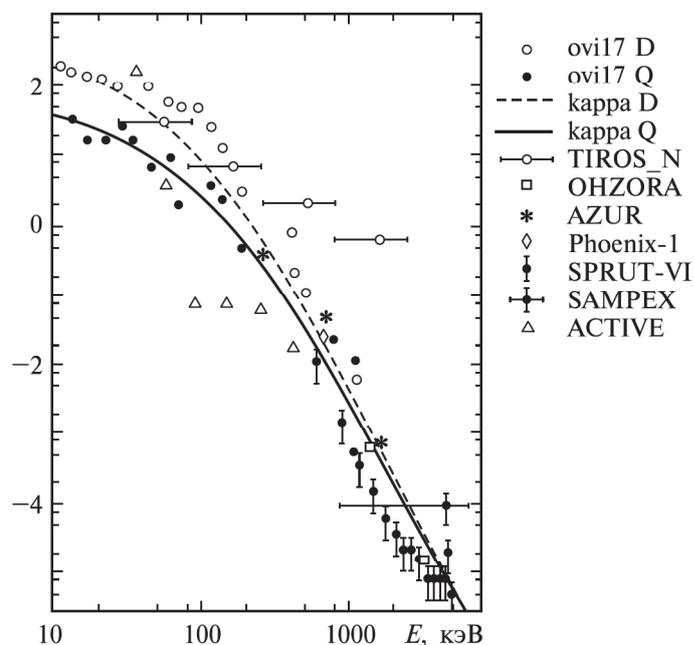
 $\lg J, 1/(\text{см}^2 \text{ с ср кэВ})$


Рис. 1. Энергетический спектр протонов на $L < 1.15$ по данным нескольких экспериментов. Приведена аппроксимация каппа-функцией спектров, зарегистрированных в спокойное время (Q) и во время геомагнитных возмущений (D)

Таблица 1

Космический аппарат	Год	Высота, км	Наклонение, град	Тип детектора	Энергия регистрируемых протонов E_p
AZUR	1969	384–3145	103	ППД	0.25–1.65 МэВ
OV1-17	1969	398–468	85.5	ППД	12.4–180 кэВ
OV1-19	1969	471–5796	100	ППД	280–560 кэВ
Космос-378	1970	240–1770	71	ППД	~1 МэВ
Космос-484	1972	202–236	81.3	Газоразрядный	70–500 кэВ
Esro-4	1972–1973	245–1175	91	ППД	0.2–1.3 МэВ
TIROS-N	1979	850	98.8	ППД, 200 мкм	0.03–2.5 МэВ
S81-1	1982	170–290	85.5	ППД, масс-спектрометр	>45 кэВ, >100 кэВ
ОНЗОРА	1984–1987	320–850	73	ППД, телескоп	0.65–35 МэВ
АКТИВНЫЙ	1989–1993	500–2500	81.3	ППД, 100 мкм	55–550 кэВ
ОК МИР	1991	400	51.6	ППД, 300 мкм	0.1–8.0 МэВ
КОРОНАС-И	1994	500	83	Сцинтиллятор	>1 МэВ
SAMPEx	1992–1998	520–670	82	ППД, времяпролетный масс-спектрометр	>770 кэВ
ОК МИР	1999	350	51.6	ППД, 200 мкм	0.3–5.0 МэВ

Видно хорошее соответствие спектров, полученных в различных экспериментах в течение нескольких десятилетий. Это подтверждает тот факт, что протонное образование стабильно во времени и пространстве. В целом, по данным большинства экспериментов, спектр при энергии $E > 100$ кэВ имеет степенной вид, а при меньших энергиях — экспоненциальный.

Для оценки потоков протонов в настоящее время используется модель НАСА AP8, созданная на основе экспериментальных данных, полученных в основном на спутниках за период до конца 1970-х гг. Эта модель справедлива для протонов с энергией от 100 кэВ до 400 МэВ только в области $L > 1.15$. Если продолжить модель AP8 в приэкваториальную область ($L \lesssim 1.15$), то окажется, что она предсказывает поток протонов, практически не зависящий от энергии (показатель дифференциального спектра $\alpha = 0.6$). Однако, по данным ИСЗ ОНЗОРА [11] и других экспериментов, при энергии протонов выше 200 кэВ показатель степенного спектра составляет $\alpha = 4.4 \pm 0.2$. Из этого следует, что в области малых L модель нуждается в доработке.

Анализ данных показал, что для систематизации разнообразной информации о спектрах протонов на малых высотах на $L < 1.15$ зависимость потока протонов от энергии можно описать одной функцией, которая одинаково хорошо представляет и экспоненциальную пологость спектра в области энергий до 100 кэВ, и степенную особенность при больших энергиях.

Для аппроксимации спектров в радиационных поясах и за границами зоны устойчивого захвата используются несколько функций распределения. Перечислим их.

1. Функция распределения Максвелла имеет вид

$$f(E) = A \left[\frac{E}{E_0} \right] \exp \left[-\frac{E}{E_0} \right], \quad (1)$$

где E_0 — аналог температуры и применяется для описания поведения равновесной (квазиравновесной) плазмы. Однако в природе равновесный спектр встречается довольно редко.

2. Благодаря разным типам ускорения спектр частиц в магнитосфере, солнечных космических лучах (и в первичных космических лучах тоже) имеет либо экспоненциальный

$$f(E) = A \exp \left[-\frac{E}{E_0} \right], \quad (2)$$

либо степенной вид

$$f(E) = AE^{-\gamma}. \quad (3)$$

3. В промежуточных случаях, когда низкоэнергичная часть распределения имеет вид, похожий на экспоненциальный, а высокоэнергичная имеет четко выраженный степенной «хвост», для описания таких распределений используют функции, учитывающие обе эти особенности. Например, каппа-функция, которая при устремлении некоего параметра k к бесконечности сходится к распределению Максвелла:

$$f(E) = A \left[1 + \frac{E}{kE_0} \right]^{-k-1}. \quad (4)$$

При анализе экспериментальных данных по потокам протонов в приэкваториальной области мы использовали функции распределения (1)–(4) и провели аппроксимацию спектров этими функциями. Для аппроксимации была выбрана вся совокупность информации о зависимости потока протонов от энергии, полученная в разных экспериментах как в спокойное, так и возмущенное время.

Таблица 2

	Максв. Q	Максв. D	Степенная Q	Степенная D	Эксп. Q	Эксп. D	Каппа Q	Каппа D
A	2.3 ± 1.6	7.4 ± 5.3	(5.5 ± 6.1) · 10 ⁵	(5.9 ± 6.7) · 10 ⁶	10.65 ± 5.8	49.8 ± 28	51 ± 55	328 ± 36
E ₀	247 ± 23	227 ± 20	—	—	13.1 ± 1.5	10 ± 1	30 ± 16	22 ± 10
γ	—	—	-2.83 ± 0.18	-3.1 ± 0.2	—	—	—	—
k	—	—	—	—	—	—	2.3 ± 0.6	3.2 ± 0.5
χ ²	14.1	16.5	4.48	5.08	5.51	6.32	3.85	4.15
r ²	0.56	0.57	0.85	0.87	0.83	0.82	0.88	0.89

Таблица 3

Высота, км	300	400	500	600	700	800	900	1000
Концентрация, см ⁻³	1.96 · 10 ⁸	1.32 · 10 ⁷	9.63 · 10 ⁵	7.57 · 10 ⁴	6.39 · 10 ³	5.79 · 10 ²	5.60 · 10 ¹	5.76 · 10 ⁰

Полученные параметры для каждой из функций имеют вид, представленный в табл. 2.

Наилучший коэффициент корреляции r² наблюдается при аппроксимации спектра каппа-функцией.

Спектр протонов в максимуме кольцевого тока имеет те же особенности, что и в приэкваториальной области — степенной хвост и экспоненциальный вид при малых энергиях [12, 13]. Однако показатель степенного спектра в его высокоэнергичной части равен γ = 4.7 ± 2.2, что превышает значения k, наблюдаемые у спектра приэкваториальных протонов.

Объяснить это отличие можно, используя информацию о потерях, которые испытывают протоны при взаимодействии с атомами верхней атмосферы на высотах ~500–1000 км.

Протоны постоянно выбывают из радиационных поясов и кольцевого тока из-за потерь на кулоновские столкновения с электронами ионосферы, а также в результате перезарядки с нейтральными атомами верхней атмосферы и питч-углового рассеяния.

Ниже приведены оценки характерного времени жизни τ для процесса перезарядки протонов с энергией от 100 кэВ до 10 МэВ на нейтральном кислороде атмосферы на высоте 500 км. Известно, что значение τ связано с сечением перезарядки энергичного протона с нейтральным атомом кислорода σ₁₀^H, относительной скоростью протона и атома кислорода v и концентрацией кислорода n₀ соотношением

$$\tau = (vn_0\sigma_{10}^H)^{-1}. \tag{5}$$

Сечение взаимодействия протонов с нейтральными атомами кислорода зависит от энергии следующим образом [1]:

$$\sigma_{10}^H(E) = 1.7 \cdot 10^{-22} \cdot E^{5.7} \text{ см}^2, \tag{6}$$

где E задается в МэВ. Эта аппроксимация справедлива только при энергиях от 100 кэВ и выше, при меньших энергиях зависимость сечения от энергии не степенная и надо использовать табличные значения.

Концентрация атомарного кислорода на различных высотах определяется по модели MSIS-E-90, ко-

торая учитывает местоположение наблюдения, время года, местное время, уровень солнечной активности. Данные о концентрации атомарного кислорода для ночи в январе 1996 г. (минимум солнечной активности), приведены в табл. 3 [14, 15].

Результаты расчета времени жизни относительно процесса перезарядки приведены на рис. 2 для нескольких высот в интервале 300–900 км. Видно, что перезарядка сильно ограничивает время жизни протона с малой энергией (≲ 100 кэВ).

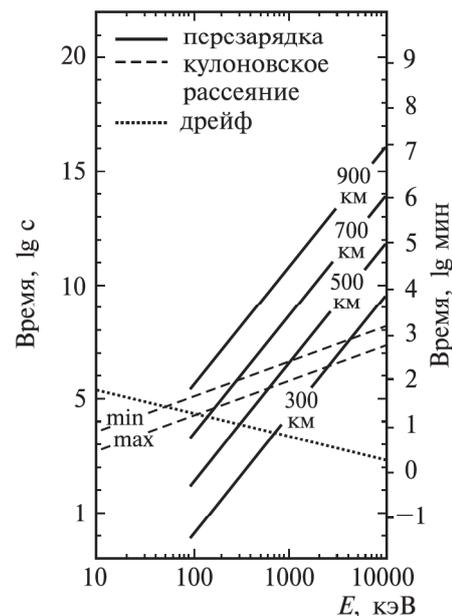


Рис. 2. Характерные времена жизни протона на высотах до 1000 км с учетом кулоновского рассеяния и перезарядки в сравнении с временем азимутального дрейфа вокруг Земли

На распределение более энергичных протонов в основном влияет явление кулоновского рассеяния протонов на электронах ионосферы. Время жизни можно оценить по формуле

$$\tau_k = 2.55 \cdot 10^6 \cdot E^{3/2} N^{-1}, \tag{7}$$

где N — концентрация электронов, E — энергия протона в кэВ. Концентрация электронов в ионо-

сфере на $L \sim 1.15$ зависит от фазы солнечного цикла и составляет приблизительно $1.15 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ в максимуме и $1.61 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ в минимуме цикла солнечной активности.

Результаты расчета представлены на рис. 2. Из рисунка видно, что при малых энергиях ($\lesssim 100$ кэВ) основным механизмом, определяющим потери протонов, является перезарядка, а при больших энергиях — ионизация.

Для сравнения на рис. 2 приведено время, которое затратил бы протон с указанной энергией на дрейф по всем долготам вокруг Земли, если бы постоянно находился на высоте ~ 500 км. Из рисунка следует, что на высотах 300–900 км только протоны с энергией $\gtrsim 1$ МэВ являются квазизахваченными. Однако вследствие недипольности земного магнитного поля частица во время дрейфа не остается на одной и той же высоте (особенно в области южно-атлантической аномалии), и вследствие этого время жизни сокращается еще сильнее. То есть нижняя граница энергии квазизахваченных протонов сдвигается еще выше.

Из рис. 2 следует, что протоны с энергией менее или порядка 100 кэВ испытывают потери в основном на перезарядку. Вследствие этого спектр протонов кольцевого тока, поступающих в приэкваториальную область за счет перезарядки, становится жестче в результате исчезновения низкоэнергичных частиц. Это подтверждается значениями показателя степенного спектра: 2–3 у спектра приэкваториальных протонов и 4.4 у спектра кольцевого тока.

Выводы

1. Спектр протонов может быть аппроксимирован каппа-функцией:

$$f(E) = A \left(1 + \frac{E}{kE_0} \right)^{-k-1}.$$

В спокойных условиях $E_0 = 30 \pm 16$, $k = 2.3 \pm 0.6$.
В возмущенных $E_0 = 22 \pm 10$, $k = 3.2 \pm 0.5$.

2. При энергии $\lesssim 100$ кэВ основным механизмом, определяющим потери протонов, является перезарядка, а при больших энергиях — ионизационные потери.

3. Спектр протонов кольцевого тока, которые поступают в приэкваториальную область в результате перезарядки, становится жестче вследствие исчезновения низкоэнергичных частиц.

Литература

1. Moritz J. // Z. Geophys. 1972. **38**, N 4. P. 701.
2. Mizera P.F., Blake J.B. // J. Geophys Res. 1973. **78**. P. 1058.
3. Hovestadt D., Hausler B., Sholer M. // Phys. Rev. Lett. 1972. **28**, N 20. P. 1340.
4. Greenspan M.E., Mason G.M., Mazur J.E. // J. Geophys. Res. 1999. **104**, N A9. P. 19911.
5. Biryukov A.S., Grigoryan O.R., Kuznetsov S.N. et al. // Adv. Space Res. 1996. **17**, N 10. P. 10189.
6. Бутенко В.Д., Григорян О.Р., Кузнецов С.Н. и др. // Косм. исслед. 1975. **13**, № 4. С. 503.
7. Grachev E., Grigoryan O., Klimov S. et al. // COSPAR-ESA Colloquium «Acceleration and Heating in the Magnetosphere». Konstancin Jeziorna, Poland, February 6–10, 2001. P. 31.
8. Grigoryan O., Petrov A., Kudela K. // WDS'02 Proceedings. Pt. II. Prague, 11–14 June, 2002. P. 263.
9. Grachev E., Grigoryan O., Juchniewicz J. et al. // Adv. Space Res. 2002. **30**, N A7. P. 1841.
10. Петров А.Н. // Тез. Междунар. конф. «Ломоносов-2002». Москва, 9–12 апреля 2002. С. 226.
11. Gusev A.A., Kohno T., Spjeldvik W.N. et al. // J. Geophys. Res. 1996. **101**, N A9. P. 19659.
12. Ковтюх А.С., Мартыненко Г.Б., Сосновец Э.Н. и др. // Косм. исслед. 1995. **33**, № 4. С. 350.
13. Ковтюх А.С. // Косм. исслед. 2001. **39**, № 6. С. 563.
14. Labitzke K., Barnett J.J., Edwards B. // Handbook MAP 16. Urbana, 1985.
15. Hedin A. E. // J. Geophys. Res. 1991. **96**, N A2. P. 1159.

Поступила в редакцию
17.02.06