

УДК 550.383:550.385

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ИОНОВ H^+ И O^+ КОЛЬЦЕВОГО ТОКА НА ГЛАВНОЙ ФАЗЕ МАГНИТНЫХ БУРЬ

© 2024 г. А. С. Ковтюх*

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ), Москва, Россия

*e-mail: kovtyukhas@mail.ru

Поступила в редакцию 12.07.2023 г.

После доработки 21.11.2023 г.

Принята к публикации 23.11.2023 г.

По результатам измерений вблизи экваториальной плоскости потоков и спектров ионов H^+ и O^+ магнитосферного кольцевого тока на ИСЗ OGO-3, Explorer-45, AMPTE/CSE и Van Allen Probes (A и B) проведен систематический анализ пространственных распределений плотности энергии этих ионов на главной фазе магнитных бурь. Рассмотрены 12 бурь разной силы, с $\max|Dst|$ от 64 до 307 нТл. Радиальный профиль плотности энергии ионов кольцевого тока характеризуется положением его максимума (L_m) и отношением плотностей энергии ионов и магнитного поля в этом максимуме (β_m), а на $L > L_m$ этот профиль аппроксимируется зависимостью $w(L) = w_0 \exp(-L/L_0)$. Получены количественные зависимости параметра L_m от индекса Dst и от MLT, а также зависимости параметров β_m , w_0 и L_0 от Dst , MLT и L_m . Эти зависимости различны для ионов H^+ и O^+ , а также для ионов малых ($E < 60$ кэВ) и более высоких энергий. Установлено, что в области вблизи максимума кольцевого тока его асимметрия в ночной полусфере магнитосферы значительно меньше, чем на $L > L_m$ (особенно для ионов O^+); с увеличением L асимметрия кольцевого тока по MLT усиливается, причем ионы H^+ концентрируются около 18 MLT, а ионы O^+ — около 24 MLT. Показано, что для ионов O^+ с $E \sim 1-300$ кэВ параметр $\beta_m \propto L_m^{-9}$; этот результат свидетельствует, что более глубокое проникновение горячей плазмы в геомагнитную ловушку во время сильных бурь требует не только более сильного электрического поля конвекции, но и значительно более высокой плотности энергии ионов (особенно ионов O^+) в источниках кольцевого тока.

DOI: 10.31857/S0016794024040087, EDN: RSTUTM

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитосферный кольцевой ток (КТ) играет очень важную роль в развитии магнитных бурь, и потоки его частиц измерялись в экспериментах на многих ИСЗ: на OGO-3, Explorer-45, Молния-1, ISEE-1, Прогноз-7, AMPTE/CSE, Горизонт-21, CRRES, Горизонт-35, Polar, Van Allen Probes и др. В результате этих экспериментов установлено, что на главной фазе магнитных бурь протоны (H^+) и ионы кислорода (O^+) с энергией E от ~ 1 кэВ до $\sim 200-300$ кэВ вносят основной вклад ($\sim 70-80\%$) в полную энергию частиц КТ [Krimigis et al., 1985; Gloeckler and Hamilton, 1987; Hamilton et al., 1988; Daglis et al., 1999; Fu et al., 2002; Yue et al., 2019]. Согласно этим результатам, чем сильнее буря, тем интенсивнее КТ и тем бли-

же он подходит к Земле (в среднем). Вместе с тем, на главной фазе бурь распределения ионов КТ сильно асимметричны по MLT и быстро изменяются.

Для построения реалистичной модели КТ, описывающей его структуру во время магнитных бурь различной интенсивности, необходимо иметь количественные закономерности для вариаций основных параметров радиального профиля плотности энергии КТ, полученные по экспериментальным данным.

Такая работа впервые была проведена в [Ковтюх, 2010]; было показано, что при раздельном анализе данных, полученных на главной фазе и на фазе восстановления бурь, дисперсия в распределениях параметров КТ существенно умень-

шается. Однако в этой работе рассматривались только положение максимума плотности энергии КТ и параметра β_m в этом максимуме в зависимости от значения $|Dst|$, а также форма внешней кромки КТ. Раздельного анализа по ионам H^+ и O^+ , а также по энергии ионов и по MLT не проводилось.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрены результаты для ионов КТ на главной фазе бурь, полученные на ИСЗ OGO-3 [Frank, 1967], Explorer-45 [Smith and Hoffman, 1973; Fritz et al., 1974], AMPTE/CSE [Stüdemann et al., 1986; Hamilton et al., 1988; Greenspan and Hamilton, 2000, 2002] и Van Allen Probes [Kistler et al., 2016; Menz et al., 2017, 2019a, 2019b; Keika et al., 2018; Yue et al., 2018, 2019].

Эти результаты получены во время 12 бурь с $\max|Dst|$ от 64 до 307 нТл. Они перечислены в табл. 1. В третьем столбце этой таблицы приведены энергетические интервалы, в которых интегрировались потоки ионов. Значения UT, MLT и $|Dst|$ в этой таблице отвечают моментам пересечения спутником максимума плотности энергии ионов КТ (дрейфовой оболочки L_m) на главной фазе соответствующей бури. В последнем столбце этой таблицы приведены положения максимума КТ (L_m), а также ссылки на работы, из которых получены эти значения UT, MLT и L_m .

Большая часть рассмотренных здесь результатов измерений КТ относятся к периодам близким к максимуму солнечной активности (кроме строк 1 и 4–7 в табл. 1) и к бурям, вызванным СМЕ (Coronal Mass Ejections) в солнечном ветре.

Во многих работах по динамике КТ во время бурь используется индекс Dst^* , в котором из величин Dst вычтен магнитный эффект токов на магнитопаузе. В начале главной фазы бурь эти токи могут вносить значительный вклад в величины Dst (см., например, [Liemohn et al., 2001]). Однако к концу главной фазы бурь вклад этих токов в величину Dst значительно уменьшается [McPherron and O'Brien, 2001; Siscoe et al., 2005; Kistler et al., 2016; Keika et al., 2018]. Большинство рассмотренных здесь экспериментальных результатов относятся к концу главной фазы бурь и все основные количественные закономерности пространственно-энергетической структуры КТ получены по этим точкам. Поэтому здесь используются индексы Dst [wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/Dst_final/index.html].

Во всех строках табл. 1, кроме строки 13, параметр L_m КТ привязан к дрейфовым оболочкам частиц по L [McIlwain, 1961], а в строке 13 этой

таблицы параметр L_m привязан к L^* [Roederer, 1970]. Вблизи экваториальной плоскости на $L < 3.5$ различие этих параметров дрейфовых оболочек частиц составляет $L - L^* < 0.1$ (см. рис. 2 и 4 в [Roederer and Lejosne, 2018]).

3. ПАРАМЕТРЫ ИОННОГО КОЛЬЦЕВОГО ТОКА

В этом разделе представлены распределения четырех основных параметров, характеризующих радиальные профили плотности энергии ионов H^+ и O^+ кольцевого тока, в зависимости от силы бурь, а также от локализации этих измерений по MLT. Всего было построено 32 таких распределения; из них отобраны 16 наиболее полных распределений параметров КТ по Dst , MLT и L_m . Все аппроксимации этих распределений получены методом наименьших квадратов.

3.1. Локализация максимума кольцевого тока

В рассматриваемых здесь экспериментальных данных широкий основной максимум в радиальном профиле ионного КТ на главной фазе бурь движется к Земле и усиливается. При этом, на более низких L возникает и быстро исчезает (обычно во время суббурь) дополнительный очень узкий (по L и MLT) максимум, сформированный ионами с $E < 10-30$ кэВ. От основного максимума он отделён глубоким провалом шириной $\sim 1 R_E$. Такие локальные структуры вносят незначительный вклад в полную энергию КТ и здесь они не рассматриваются.

В конце главной фазы бурь величины параметра L_m для ионов H^+ и O^+ одинаковых энергий практически идентичны [Krimigis et al., 1985; Gloeckler et al., 1985; Stüdemann et al., 1986; Hamilton et al., 1988; Greenspan and Hamilton, 2002; Kistler et al., 2016; Menz et al., 2017; Keika et al., 2018; Yue et al., 2019].

На рис. 1 величины параметра L_m из табл. 1 представлены в зависимости от значения $|Dst|$ и от MLT. Разные значки на этом рисунке отвечают разным энергиям ионов: $\sim 1-60$ кэВ (кружки), $\sim 1-140$ кэВ (треугольники), $50-200$ кэВ (кружки с темным ядром) и $\sim 1-300$ кэВ (квадраты). Светлые и темные значки соответствуют середине и концу главной фазы бурь. Их номера отвечают номерам строк в табл. 1. Такие обозначения проведены по всем рисункам данной работы.

В большинстве рассмотренных здесь событий погрешности величин L_m составляют не более $\pm 0.1 R_E$. На рис. 1 они не превышают размеров значков.

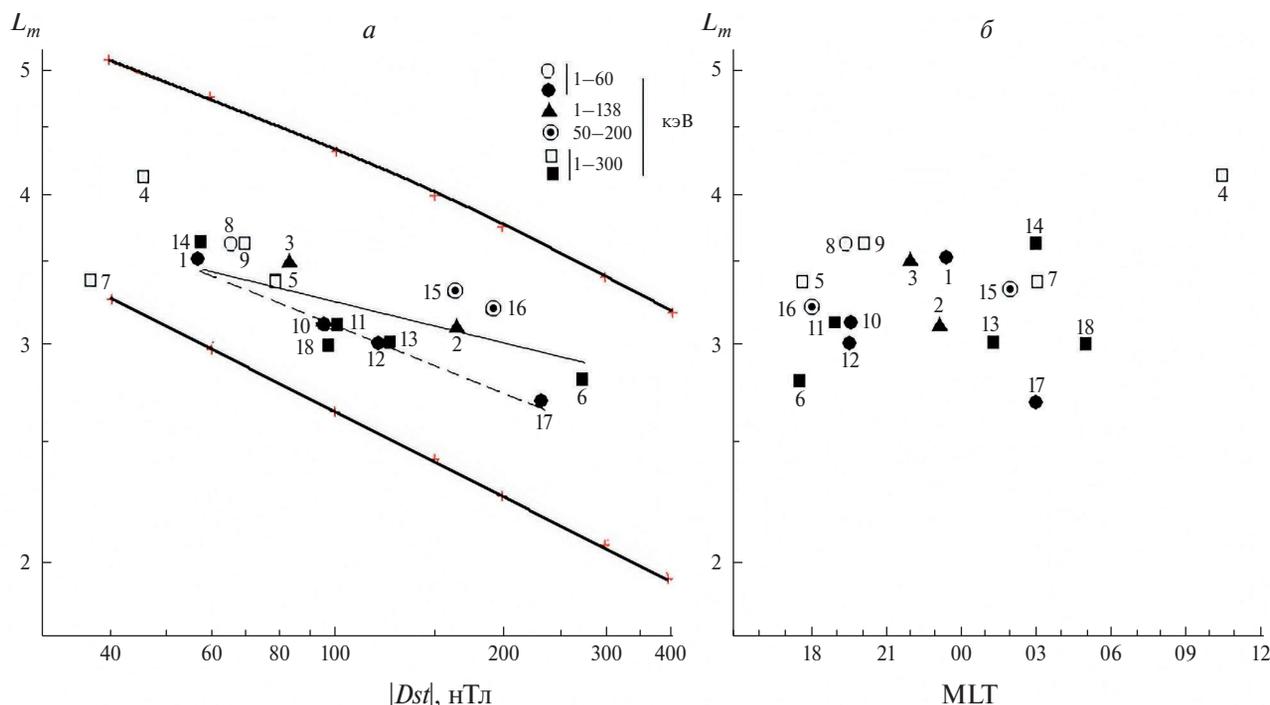


Рис. 1. Положение максимума плотности энергии ионов КТ (L_m) на главной фазе различных бурь в зависимости от $|Dst|$ (а) и MLT (б).

Из рис. 1а видно, что с увеличением $|Dst|$ средние величины параметра L_m уменьшаются. Для ионов с $E \sim 1-60$ кэВ величины L_m достигают минимальных значений, а по мере увеличения энергии ионов параметр L_m увеличивается.

По точкам 2, 3, 6, 11, 13, 14, 15, 16 и 18, относящимся к ночной полусфере магнитосферы в конце главной фазы бурь, получаем следующую аппроксимацию (тонкая линия на рис. 1а):

$$L_m = 5.56 |Dst|^{-0.12}$$

с коэффициентом корреляции $R = -0.70$. Здесь Dst – в нТл.

Для ионов с $E \sim 1-60$ кэВ (точки 1, 10, 12 и 17) получаем следующую аппроксимацию (пунктирная линия на рис. 1а):

$$L_m = 7.25 |Dst|^{-0.18}$$

с коэффициентом корреляции $R = -0.99$. Здесь Dst – в нТл.

Толстые кривые на рис. 1а – модельные зависимости L_m от $|Dst|$ (см. раздел 4.1).

Из рис. 1б видно, что величина L_m зависит от MLT гораздо слабее, чем от $|Dst|$ и энергии ионов. Этот вывод подтверждается сравнением величин L_m для точек 11, 13 и 18 (а также точек 15 и 16,

3 и 14), полученных для ионов близких энергий в бурях примерно одинаковой интенсивности, но в значительно разнесенных по MLT областях.

3.2. Соотношение плотностей энергии ионов и магнитного поля в максимуме кольцевого тока

Здесь мы используем экспериментальные величины максимальной плотности энергии ионов КТ вблизи экваториальной плоскости (w_m), которые представлены в работах, указанных в табл. 1. Они приведены к единой размерности (нПа).

Величины плотности энергии дипольного магнитного поля w_d при $L = L_m$ вычислялись по формуле $w_{Bd} = bL_m^{-6}$, где $b = 3.85 \times 10^5$ нПа. Затем вычислялись соответствующие отношения $\beta_{md} = w_m/w_{Bd}$.

По спутниковым данным, в максимуме бурового КТ магнитное поле ослаблено и величина этого ослабления в ~ 1.5 раза больше соответствующих значений Dst [Cahill and Lee, 1975; Krimigis et al., 1985], т.е. реальная плотность энергии магнитного поля

$$w_B(L_m) = 3.98 \times 10^{-4} (3.11 \times 10^4 L_m^{-3} - 1.5 |Dst|)^2,$$

где Dst – в нТл, а w_B – в нПа. Этим величинам соответствуют отношения $\beta_m = w_m/w_B$.

Таблица 1. Локализация максимума КТ во время главной фазы бурь

	ИСЗ	E , кэВ	UT	MLT	$\max Dst $, нТл	$ Dst $, нТл	L_m
1	<i>OGO-3</i>	0.2–50	06.00 UT 09.07.1966 г.	23.30	74	57	3.5 (Frank, 1967)
2	<i>Explorer-45</i>	1–138	21.30 UT 17.12.1971 г.	23.10	171	167	3.1 (Smith and Hoffman, 1973)
3	<i>Explorer-45</i>	1–138	14.00 UT 24.02.1972 г.	22	86	83	3.5 (Fritz et al., 1974)
4	AMPTE/CCE	5–315	15.10 UT 04.09. 1984 г.	10.30	64	46	4.1 (Stüdemann et al., 1986)
5	AMPTE/CCE	1–300	05.00 UT 05.09.1984 г.	17.40	125	78	3.4 (Greenspan and Hamilton, 2002)
6	AMPTE/CCE	30–310	00.20 UT 09.02.1986 г.	17.30	307	273	2.8 (Hamilton et al., 1988)
7	AMPTE/CCE	1–300	10.00 UT 30.11.1988 г.	03	111	37	3.4 (Greenspan and Hamilton, 2000)
8	Van Allen Probes B	10–60	09.56 UT 17.03.2013 г.	19.20	132	66	3.6 (Menz et al., 2017)
9	Van Allen Probes B	10–570	10.09 UT 17.03.2013 г.	20	132	70	3.6 (Menz et al., 2017)
10	Van Allen Probes B	10–60	18.58 UT 17.03.2013 г.	19.30	132	98	3.1 (Menz et al., 2017)
11	Van Allen Probes B	10–570	19.00 UT 17.03.2013 г.	19	132	98	3.1 (Menz et al., 2017)
12	Van Allen Probes A	10–60	20.08 UT 17.03.2013 г.	19.30	132	117	3.0 (Menz et al., 2017)
13	Van Allen Probes B	1–300	07.45 UT 01.06.2013 г.	01.20	124	122	3.0 (Kistler et al., 2016)
14	Van Allen Probes B	10–600	13.10 UT 27.08.2014 г.	03	75	58	3.6 (Yue et al., 2018)
15	Van Allen Probes B	50–200	19.30 UT 17.03.2015 г.	02	234	166	3.3 (Keika et al., 2018)
16	Van Allen Probes B	50–200	21.30 UT 17.03.2015 г.	18	234	190	3.2 (Keika et al., 2018)
17	Van Allen Probes A	1–60	23.10 UT 17.03.2015 г.	03	234	233	2.7 (Menz et al., 2019a, 2019b)
18	Van Allen Probes A	10–600	22.10 UT 06.03.2016 г.	05	99	98	3.0 (Yue et al., 2019)

Результаты вычислений параметров β_{md} и β_m в максимуме КТ представлены в табл. 2. В этой таблице представлены также экспериментальные величины L_m (в соответствии с табл. 1) и величин w_m (погрешности вычислений этих величин составляют не более 5–10%). Значения β_{md} приведе-

ны здесь для сравнения со значениями β_m и в дальнейшем используются только для точек 14, 17 и 18.

Используя измерения магнитного поля на ИСЗ Explorer-45 во время бури 17 декабря 1971 [Anderson and Gurnett, 1973], для второй строки табл. 2 получаем $\beta_m = 0.188$ (вместо значения

Таблица 2. Отношения плотности энергии ионов и магнитного поля в максимуме КТ

	L_m	w_m , нПа	$\beta_{md} (H^+ + O^+)$	$\beta_m (H^+ + O^+)$	$\beta_m (H^+)$	$\beta_m (O^+)$
1	3.5	30	–	–	0.204	–
2	3.1	50	–	–	0.188	–
3	3.5	20	–	–	0.136	–
4	4.1	6+6=12	0.148	0.206	0.103	0.103
5	3.4	34+10=44	0.177	0.260	0.201	0.059
6	2.8	80+160=240	0.300	0.594	0.198	0.396
7	3.4	48.3	0.194	0.224	–	–
8	3.2	10+22=32	0.089	0.111	0.035	0.076
9	3.6	9+24=33	0.187	0.263	0.072	0.191
10	3.1	4+14=18	0.042	0.056	0.012	0.044
11	3.1	5+14=19	0.044	0.060	0.016	0.044
12	3.0	10+18=28	0.053	0.074	0.026	0.048
13	3.0	16+40=56	0.106	0.150	0.043	0.107
14	3.6	5+5=10	0.057	0.080	0.040	0.040
15	3.3	9+7=16	0.053	0.106	0.059	0.046
16	3.2	14+13=27	0.075	0.154	0.080	0.074
17	2.7	3+54=57	0.057	0.095	0.005	0.090
18	3.0	20+40=60	0.114	0.150	0.050	0.100

0.200, вычисленного по нашей формуле); во время бури 24 февраля 1972 [Cahill and Lee, 1975] для третьей строки табл. 2 получаем $\beta_m = 0.136$ (вместо 0.139). Используя измерения магнитного поля на ИСЗ AMPTE/CSE во время бури 5 сентября 1984 [Potemra et al., 1985; Krimigis et al., 1985], для ионов $H^+ + O^+$, H^+ и O^+ в пятой строке табл. 2 получаем $\beta_m = 0.260, 0.201$ и 0.059 соответственно (вместо 0.243, 0.188 и 0.055). Значения параметра β_m во второй, третьей и пятой строках табл. 2 скорректированы с учетом этого замечания.

Значения параметра β_m из табл. 2 в максимуме КТ представлены на рис. 2 в пространствах $\{\beta_m, |Dst|\}$, $\{\beta_m, MLT\}$ и $\{\beta_m, L_m\}$. Здесь приведены только результаты, которые получены в конце главной фазы бурь и относятся к ночной магнитосфере.

Для точек 14, 17 и 18, которые относятся к сектору 03–05 MLT, величины параметра β_m суще-

ственно завышены, поскольку во время главной фазы бурь депрессия магнитного поля в этом секторе незначительна. Для этих точек на рис. 2 используется параметр β_{md} .

На рис. 2а представлено распределение параметра β_m , отвечающее суммарной плотности энергии ионов $H^+ + O^+$, в пространстве $\{\beta_m, |Dst|\}$. По точкам 6, 11, 13, 14, 15, 16 и 18 получаем следующую аппроксимацию (тонкая линия на рис. 2а):

$$\beta_m = 2.03 \times 10^{-4} |Dst|^{1.33}$$

с коэффициентом корреляции $R = 0.86$. Здесь Dst – в нТл.

Отметим, что в отличие от точек, представленных квадратами, точки 15 и 16 не включают низкоэнергичную компоненту КТ и, следовательно, величины параметра β_m для этих точек на рис. 2а занижены. Занижена также величина β_m для точки 11 (ионы H^+ интегрируются в ин-

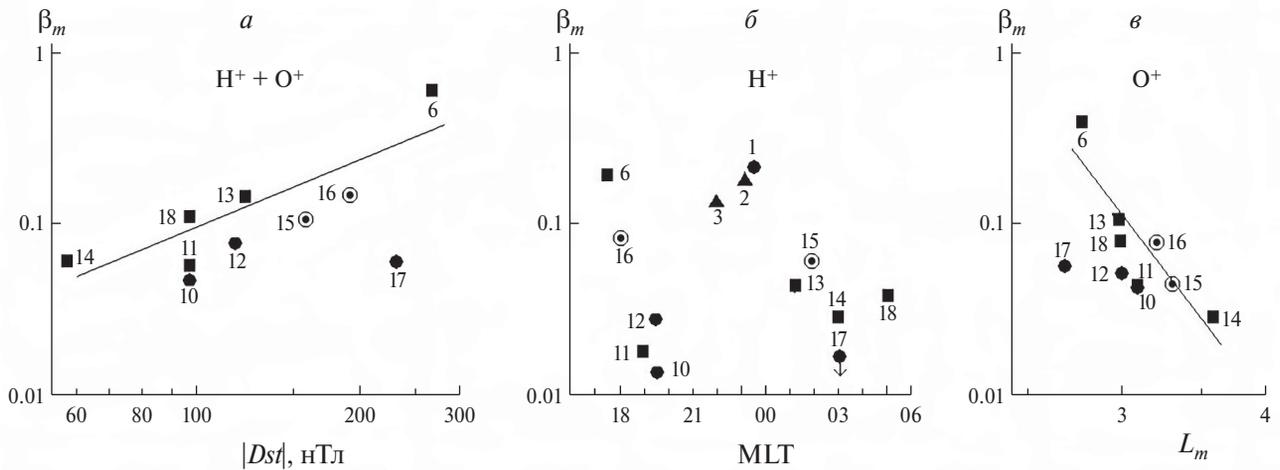


Рис. 2. Отношения плотности энергии ионов в максимуме КТ к локальному давлению магнитного поля (β_m) в зависимости от $|Dst|$ (а), MLT (б) и L_m (в). Тонкие линии – среднеквадратичные степенные аппроксимации этих данных.

тервале 10–570 кэВ, а ионы O^+ – в интервале 10–60 кэВ). С учетом этих обстоятельств, можно получить более сильную зависимость параметра β_m от $|Dst|$.

На рис. 2б представлено распределение параметра β_m для ионов H^+ в пространстве $\{\beta_m, MLT\}$. Это распределение, как и распределение на рис. 1б, очень нерегулярно. Точки 15 и 16, которые относятся к концу очень сложной и продолжительной (~17 ч) главной фазы сильной бури 17 марта 2015, отражают здесь симметричную компоненту КТ протонов (50–200 кэВ). Группа точек 10, 12 и 17 демонстрирует сильную асимметрию КТ в диапазоне 1–60 кэВ. Группа точек 11, 13 и 18, принадлежащих достаточно близким по интенсивности бурям, отражает небольшую асимметрию КТ в ночной полусфере для протонов, интегрированных в широком диапазоне энергии (1–600 кэВ).

На рис. 2в представлено распределение параметра β_m для ионов O^+ в пространстве $\{\beta_m, L_m\}$. По точкам 6, 11, 13, 14, 15, 16 и 18 получаем следующую аппроксимацию (тонкая линия на рис. 2в):

$$\beta_m = 2.34 \times 10^3 L_m^{-9.1}$$

с коэффициентом корреляции $R = -0.86$. Учитывая, что по сравнению с точками, представленными квадратами, для точек 15 и 16 величины параметра β_m занижены (см. выше), можно получить еще более сильную зависимость параметра β_m от L_m .

Из рис. 1 и 2 видно также, что во время очень сильных бурь ионы с $E \sim 1–60$ кэВ могут проникать на $L < 3$, причем для ионов O^+ параметр β_m

может быть значительно больше, чем для ионов H^+ (точка 17). Аналогичное заключение получено для ионов H^+ с $E \sim 3–32$ кэВ и O^+ с $E \sim 16–64$ кэВ в результате измерений на ИСЗ TWINS во время главной фазы сильной бури 15 июля 2012 [Zeng et al., 2023].

3.3. Параметры кольцевого тока на $L > L_m$

На главной фазе бурь внутренняя кромка ионного КТ очень крутая: при уменьшении L от L_m до $L_m - \Delta L$ плотность энергии ионного КТ уменьшается на порядок величины при $\Delta L/L_m \sim 0.2–0.3$ (см., например, [Krimigis et al., 1985; McEntire et al., 1985; Hamilton et al., 1988; Greenspan and Hamilton, 2000; Kistler et al., 2016; Menz et al., 2017; Keika et al., 2018]). В то же время, внешняя кромка КТ (при $L > L_m$) довольно пологая.

По результатам экспериментов, указанных в табл. 1, радиальные зависимости $w(L)$ плотности энергии ионов КТ при $L > L_m$ хорошо аппроксимируются экспоненциальной функцией (этот вопрос подробно разбирался в работе [Ковтюх, 2010]):

$$w(L) = w_0 \exp(-L/L_0).$$

Параметр w_0 характеризует интенсивность КТ, а параметр L_0 – крутизну его внешней кромки.

Вычисление параметров w_0 и L_0 КТ проводилось методом наименьших квадратов, по 4–7 точкам, для каждого экспериментального профиля $w(L)$. Для таких аппроксимаций коэффициенты корреляции R достаточно высоки и составляют от -0.81 до -0.99 , причем для большинства рассмотренных здесь измерений $R < -0.96$.

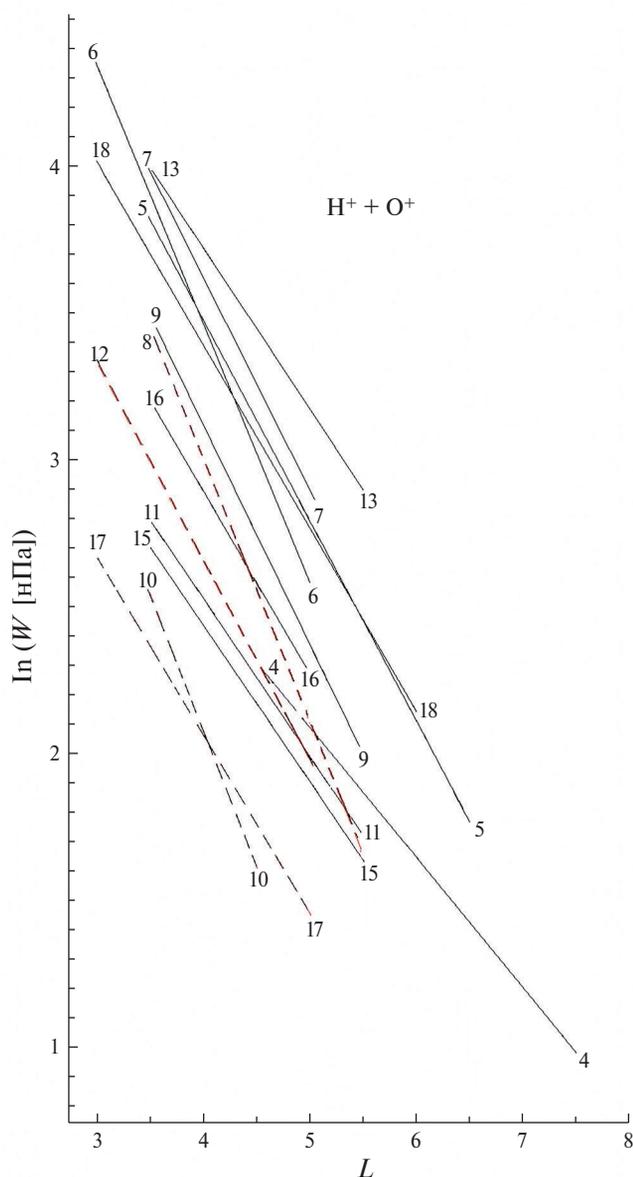


Рис. 3. Радиальные профили плотности энергии (w) ионов $H^+ + O^+$ с $E \sim 1-300$ кэВ (тонкие линии) и с $E \sim 1-60$ кэВ (пунктирные линии) для внешней части КТ на главной фазе различных бурь.

На рис. 3 представлены, для примера, среднеквадратичные экспоненциальные аппроксимации зависимостей $\ln w$ от L на $L > L_m$ для суммарной плотности энергии ионов $H^+ + O^+$. На этом рисунке ионы с $E \sim 1-300$ кэВ представлены тонкими линиями, а ионы с $E \sim 1-60$ кэВ – пунктиром. Цифры в начале и в конце этих отрезков отвечают номерам строк в табл. 1.

Полностью результаты этих вычислений приведены в табл. 3. Строки в табл. 3 соответствуют строкам в табл. 1. Во втором и третьем столбцах

приведены интервалы L и MLT, для которых вычислялись эти параметры. В четвертом столбце приведены величины $|Dst|$, соответствующие этим измерениям. В остальных столбцах этой таблицы представлены значения параметров w_0 и L_0 для ионов $H^+ + O^+$ и отдельно для ионов H^+ и O^+ .

По данным, приведенным в [Yue et al., 2018] и отвечающим строке 14 в табл. 1 и 2, можно надежно определить параметры КТ в его максимуме, но на внешней кромке КТ его параметры определяются только с большими погрешностями; поэтому для этой бури параметры внешней кромки КТ не приводятся в табл. 3.

На рис. 4, 5 и 6 представлены распределения параметров w_0 и L_0 (из табл. 3) в зависимости от $|Dst|$, MLT и L_m . Эти распределения сильно зависят от энергетического диапазона ионов.

На этих рисунках приведены результаты, которые относятся к концу главной фазы бурь и были получены в вечернем и околополуночном секторах MLT. Для ионов с $E \sim 1-300$ кэВ такому критерию полностью удовлетворяют 6 точек: 2, 3, 11, 13, 15 и 16; к ним добавлена точка 6, полученная в конце гигантской бури 9 февраля 1986 в секторе 14–17 MLT. Для ионов с $E \sim 1-60$ кэВ этому критерию полностью удовлетворяют 4 точки: 1, 10, 12 и 17; к ним добавлена точка 8, полученная ближе к середине главной фазы бури 17 марта 2013 в секторе 19.30–22.30 MLT (учитывается, что низкоэнергичная составляющая ионного КТ может формироваться раньше высокоэнергичной – см. раздел 4).

Положения точек на рис. 4–6 соответствуют средним значениям $|Dst|$ и MLT при пересечении спутниками внешней части КТ, а горизонтальные отрезки соответствуют изменениям $|Dst|$ и MLT в эти периоды измерений.

На рис. 4 и 5 представлены распределения параметров w_0 и L_0 для ионов $H^+ + O^+$.

На рис. 4а приведено распределение параметра w_0 в пространстве $\{w_0, |Dst|\}$. По точкам 6, 11, 13, 15 и 16 получаем следующую аппроксимацию (тонкая линия на рис. 4а):

$$w_0 = 0.20|Dst|^{1.40}$$

с коэффициентом корреляции $R = 0.53$. Здесь w_0 – в нПа, а Dst – в нТл. Дисперсия параметра w_0 для этих точек составляет 6–11%.

При этом надо учитывать, что для точек 15 и 16 на рис. 4 величины параметра w_0 занижены, поскольку эти точки, в отличие от точек, представленных квадратами, не включают низкоэнергичную компоненту КТ. Если исключить точки 15

Таблица 3. Параметры ионного КТ на $L > L_m$

	L	MLT	$ Dst $, нТл	w_0 , нПа ($H^+ + O^+$)	L_0 ($H^+ + O^+$)	w_0 , нПа (H^+)	L_0 (H^+)	w_0 , нПа (O^+)	L_0 (O^+)
1	3.5–5.0	23.30–0.30	57–60	–	–	118	2.55	–	–
2	3.5–5.0	21.30–23.00	158–171	–	–	230	2.14	–	–
3	3.5–5.0	19.30–22.00	53–83	–	–	66	2.94	–	–
4	4.5–7.5	10.40–12.20	49–51	72	2.28	22	2.83	65	1.74
5	3.5–6.5	15.40–17.40	69–73	496	1.46	337	1.58	326	1.27
6	3.0–5.0	14.00–17.00	259–266	1079	1.13	995	1.19	1880	0.95
7	3.5–5.0	3.00–4.30	38–69	652	1.39	–	–	–	–
8	3.5–5.5	19.30–22.30	66–86	673	1.13	19	3.47	1032	0.96
9	3.5–5.5	20.00–22.00	66–85	443	1.34	35	2.97	329	1.35
10	3.5–5.5	20.00–21.30	98–115	311	1.09	21	1.70	524	0.86
11	3.5–5.5	19.50–22.30	98–123	102	1.89	70	1.79	43	1.86
12	3.0–5.0	19.30–22.30	115–132	203	1.50	55	1.67	98	1.75
13	3.5–5.5	23.00–01.00	109–115	368	1.82	157	1.60	429	1.50
15	3.5–5.5	00.00–02.00	166–180	95	1.89	104	1.44	134	1.20
16	3.5–5.0	18.00–20.20	190–216	214	1.62	52	2.88	1614	0.74
17	3.0–5.0	00.00–02.00	198–233	87	1.66	–	–	–	–
18	3.0–6.0	05.00–07.00	88–98	348	1.61	100	1.86	508	1.18

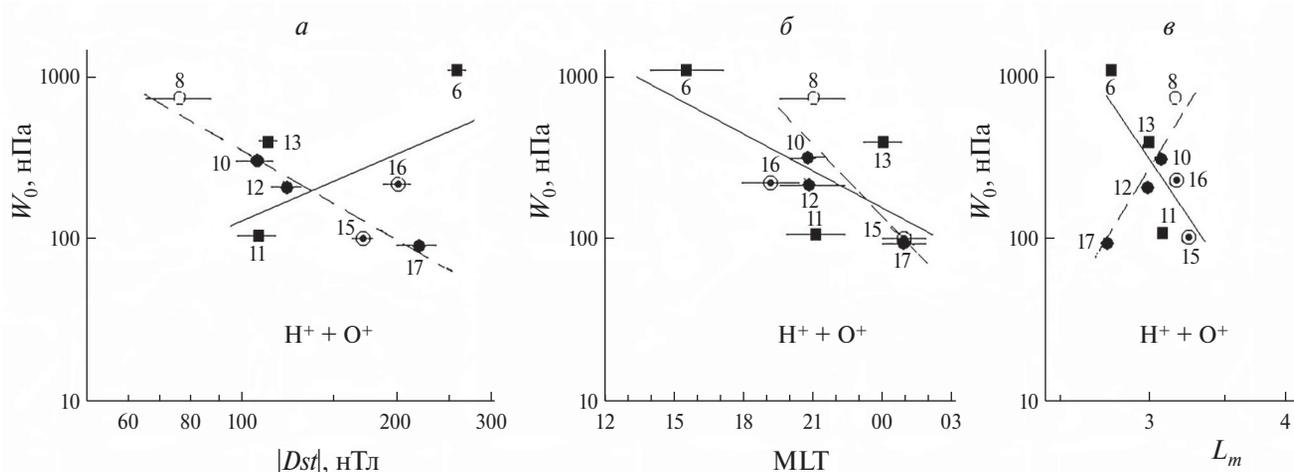


Рис. 4. Распределения параметра w_0 внешней кромки КТ в зависимости от $|Dst|$ (а), MLT (б) и L_m (в). Эти результаты относятся к плотности энергии ионов $H^+ + O^+$ и получены в конце главной фазы бурь (кроме точки 8). Тонкими линиями приведены среднеквадратичные степенные аппроксимации этих распределений для ионов малых (пунктир) и больших энергий.

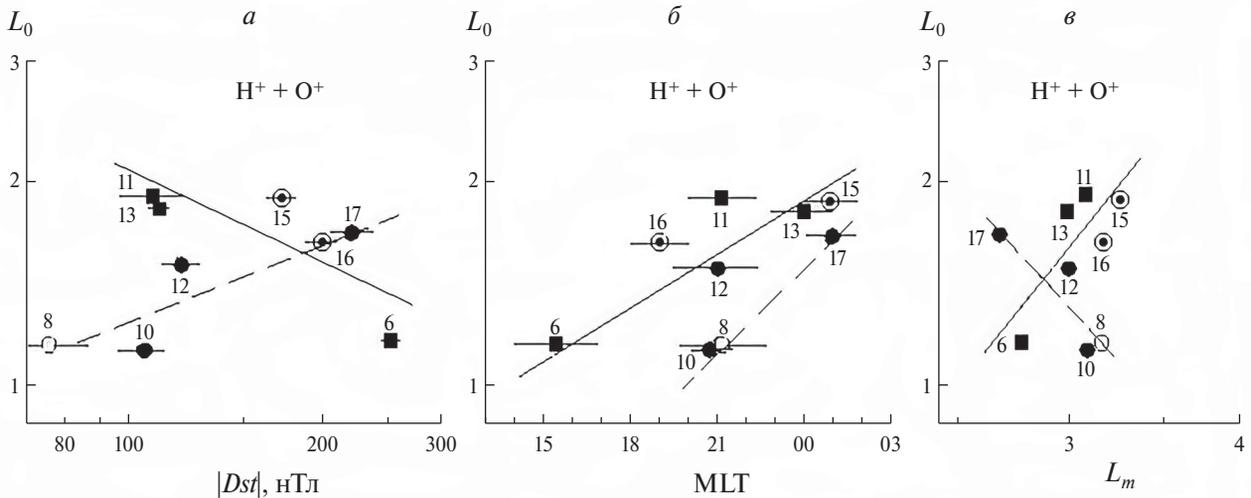


Рис. 5. Распределения параметра L_0 внешней части КТ в зависимости от $|Dst|$ (а), MLT (б) и L_m (в). Эти результаты относятся к плотности энергии ионов $H^+ + O^+$ с $E \sim 1-300$ кэВ и получены в конце главной фазы бурь. Тонкими линиями приведены среднеквадратичные аппроксимации этих распределений.

и 16 из рис. 4а, для точек 6, 11 и 13 получаем зависимость $w_0 = 0.014 |Dst|^{2.0}$ с коэффициентом корреляции $R = 0.85$. Отметим также, что для ионов H^+ с $E \sim 1-300$ кэВ по точкам 2, 3, 6, 11 и 13 получаем зависимость $w_0 = 0.010 |Dst|^{2.0}$ с коэффициентом корреляции $R = 0.93$.

По точкам 8, 10, 12 и 17, для ионов с $E \sim 1-60$ кэВ, получаем следующую аппроксимацию (пунктирная линия на рис. 4а):

$$w_0 = 5.0 \times 10^5 |Dst|^{-1.62}$$

с коэффициентом корреляции $R = -0.99$. Здесь w_0 выражено в нПа, а Dst – в нТл. Дисперсия параметра w_0 для этих точек составляет 8–13%.

Таким образом, чем сильнее буря, тем меньше доля низкоэнергичных ионов и больше доля высокоэнергичных ионов в полной плотности энергии КТ (средняя кинетическая энергия ионов увеличивается).

На рис. 4б представлено распределение параметра w_0 в пространстве $\{w_0, MLT\}$. Этот рисунок показывает, что для ионов $H^+ + O^+$ близких энергий величины параметра w_0 уменьшаются от вечернего к утреннему сектору MLT.

По точкам 6, 11, 13, 15 и 16 получаем следующую аппроксимацию (тонкая линия на рис. 4б):

$$w_0 = 1.07 \times 10^4 \exp(-MLT/5.52)$$

с коэффициентом корреляции $R = -0.69$. Здесь w_0 выражено в нПа, а MLT – в часах. Дисперсия параметра w_0 для этих точек составляет 6–11%. Если учесть, что для точек 15 и 16 значения параметра

w_0 несколько занижены (см. выше), наклон этой линии будет меньше.

По точкам 8, 10, 12 и 17, для ионов с $E \sim 1-60$ кэВ, получаем следующую аппроксимацию (пунктирная линия на рис. 4б):

$$w_0 = 3.98 \times 10^5 \exp(-MLT/2.97)$$

с коэффициентом корреляции $R = -0.81$. Здесь w_0 выражено в нПа, а MLT – в часах. Дисперсия параметра w_0 для этих точек составляет 8–13%.

На рис. 4в представлено распределение параметра w_0 в пространстве $\{w_0, L_m\}$.

По точкам 6, 11, 13, 15 и 16 получаем следующую аппроксимацию (тонкая линия на рис. 4в):

$$w_0 = 2.20 \times 10^7 L_m^{-10.2}$$

с коэффициентом корреляции $R = -0.71$. Здесь w_0 – в нПа. Дисперсия параметра w_0 для этих точек составляет 6–11%. Если исключить точки 15 и 16, эта зависимость будет еще сильнее.

По точкам 8, 10, 12 и 17, для ионов с $E \sim 1-60$ кэВ, получаем следующую аппроксимацию (пунктирная линия на рис 4в):

$$w_0 = 1.13 \times 10^{-3} L_m^{11.2}$$

с коэффициентом корреляции $R = 0.99$. Здесь w_0 – в нПа. Дисперсия параметра w_0 для этих точек составляет 8–13%.

Таким образом, для ионов с $E \sim 1-60$ кэВ параметр w_0 уменьшается, а для ионов с $E \sim 1-300$ кэВ увеличивается с уменьшением L_m , т.е. чем ближе

КТ подходит к Земле, тем меньше доля низкоэнергичных ионов и больше доля высокоэнергичных ионов в полной плотности энергии КТ (средняя кинетическая энергия ионов увеличивается).

На рис. 5а представлено распределение параметра L_0 в пространстве $\{L_0, |Dst|\}$. Из этого рисунка видно, что для ионов $H^+ + O^+$ с $E \sim 1-300$ кэВ в вечернем и околополуденном секторах MLT средняя величина параметра L_0 уменьшается, а для ионов с $E \sim 1-60$ кэВ — увеличивается с увеличением $|Dst|$.

По точкам 6, 11, 13, 15 и 16 получена следующая аппроксимация (тонкая линия на рис. 5а):

$$L_0 = 17.9 |Dst|^{-0.47}$$

с коэффициентом корреляции $R = -0.81$. Здесь Dst — в нТл.

По точкам 8, 10, 12 и 17, для ионов с $E \sim 1-60$ кэВ, получаем следующую аппроксимацию (пунктирная линия на рис. 5а):

$$L_0 = 5.4 |Dst|^{0.41}$$

с коэффициентом корреляции $R = 0.85$. Здесь Dst — в нТл.

На рис. 5б представлено распределение параметра L_0 в пространстве $\{L_0, MLT\}$. Этот рисунок демонстрирует сильную азимутальную асимметрию КТ на главной фазе бурь.

По точкам 6, 11, 13, 15 и 16 получаем следующую аппроксимацию (тонкая линия на рис. 5б):

$$L_0 = 0.63 \times \exp(MLT/20.1)$$

с коэффициентом корреляции $R = 0.88$. Здесь MLT выражено в часах.

По точкам 8, 10, 12 и 17, для ионов с $E \sim 1-60$ кэВ, получаем следующую аппроксимацию (пунктирная линия на рис. 5б):

$$L_0 = 0.25 \times \exp(MLT/13.1)$$

с коэффициентом корреляции $R = 0.74$. Здесь MLT выражено в часах.

На рис. 5в представлено распределение параметра L_0 в пространстве $\{L_0, L_m\}$. Из этого рисунка видно, что для ионов $H^+ + O^+$ с $E \sim 1-300$ кэВ чем ближе КТ подходит к Земле, тем круче его внешняя кромка, а для ионов с $E \sim 1-60$ кэВ — наоборот.

По точкам 6, 11, 13, 15 и 16 получаем следующую аппроксимацию (тонкая линия на рис. 5в):

$$L_0 = 8.8 \times 10^{-2} L_m^{2.61}$$

с коэффициентом корреляции $R = 0.77$.

По точкам 8, 10, 12 и 17, для ионов с $E \sim 1-60$ кэВ, получаем следующую аппроксимацию (пунктирная линия на рис. 5в):

$$L_0 = 15.8 L_m^{-2.27}$$

с коэффициентом корреляции $R = -0.80$.

Если ионы H^+ и O^+ рассматривать отдельно, можно заключить, что параметры w_0 и L_0 коррелируют с Dst , MLT и L_m хуже, особенно для ионов O^+ . Для примера, на рис. 6 представлены распределения параметров w_0 и L_0 по MLT в конце главной фазы бурь, отдельно для ионов H^+ и O^+ в широком диапазоне энергии ($\sim 1-300$ кэВ).

По точкам 2, 3, 11, 13, 15 и 16 получаем следующую аппроксимацию для ионов H^+ (тонкая линия на рис. 6а):

$$w_0 = 2.63 \times \exp(MLT/6.1)$$

с коэффициентом корреляции $R = 0.62$. Здесь w_0 выражено в нПа, а MLT — в часах. Дисперсия параметра w_0 для этих точек не превышает 12%.

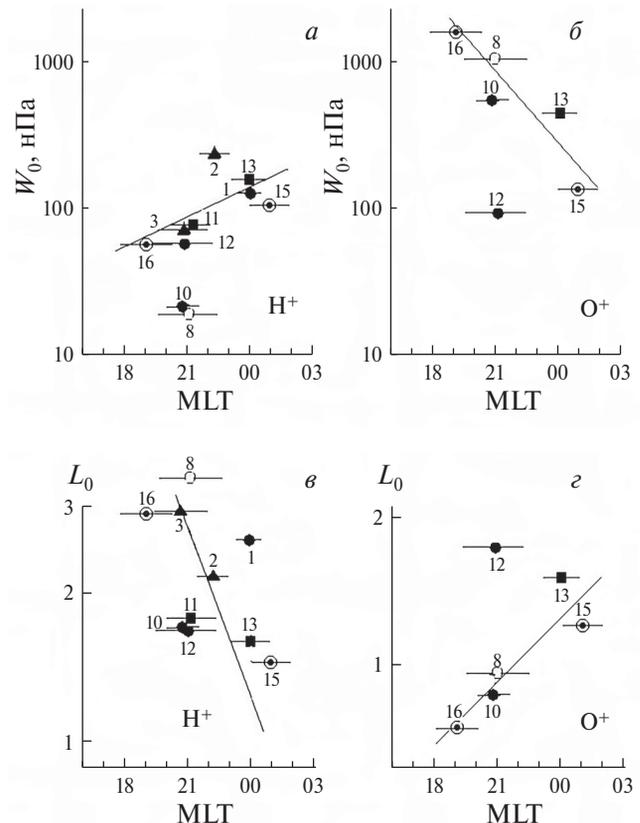


Рис. 6. Распределения по MLT параметров w_0 и L_0 , построенные отдельно для ионов H^+ и O^+ .

По точкам 13, 15 и 16 получаем следующую аппроксимацию для ионов O^+ (тонкая линия на рис. 6б):

$$w_0 = 2.62 \times 10^6 \exp(-MLT/2.6)$$

с коэффициентом корреляции $R = -0.88$. Здесь w_0 выражено в нПа, а MLT – в часах. Дисперсия параметра w_0 для этих точек не превышает 12%.

По точкам 2, 3, 11, 13, 15 и 16 получаем следующую аппроксимацию для ионов H^+ (тонкая линия на рис. 6в):

$$L_0 = 710 \times \exp(-MLT/3.8)$$

с коэффициентом корреляции $R = -0.88$. Здесь MLT выражено в часах.

По точкам 13, 15 и 16 получаем следующую аппроксимацию для ионов O^+ (тонкая линия на рис. 6з):

$$L_0 = 0.10 \times \exp(MLT/9.6)$$

с коэффициентом корреляции $R = 0.87$. Здесь MLT выражено в часах.

Рис. 6 показывает, что в секторе 18–03 MLT суточный ход параметров w_0 и L_0 имеет противоположные тренды для ионов H^+ и O^+ с $E \sim 1–300$ кэВ.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

4.1. Область вблизи максимума кольцевого тока

На главной фазе бурь с $Dst < -50$ нТл основным механизмом, продвигающим всю массу частиц КТ во внутренние области геомагнитной ловушки, является конвекция, т.е. дрейф ионов КТ с сохранением первого (μ) и второго (K) адiabатических инвариантов под действием крупномасштабных магнитных и электрических полей (см., например, [Ebihara and Ejiri, 2003]).

При анализе развития КТ на главной фазе бурь нужно также учитывать суббуревые эффекты и быстрые вариации электрического и магнитного полей во внешних околополуночных областях геомагнитной ловушки, которые способствуют более эффективному ускорению и переносу ионов из плазменного слоя хвоста магнитосферы к КТ [Fu et al., 2002; Ganushkina et al., 2005; Gkioulidou et al., 2015; Thaller et al., 2015; Yang J. et al., 2016; Mitchell et al., 2018].

Экспериментальные данные показывают, что во время главной фазы бурь эти поля сильно варьируют (в диапазоне от минут до десятков минут), особенно во внешней части геомагнитной ловушки (см., например, [Yang et al., 2016]). Поэтому

реальные дрейфовые траектории отдельных частиц нерегулярны, и крупномасштабную конвекцию ионов КТ нужно рассматривать как усредненную по времени картину.

Вместе с тем, экспериментальные данные показывают, что глубокое проникновение частиц КТ в геомагнитную ловушку, на $L < 4$, и устойчивый захват их в этой области возможны только в периоды сильной конвекции горячей плазмы под действием крупномасштабных электрических полей на главной фазе бурь.

Математическое моделирование показывает (см., например, [Yang J. et al., 2016]), что Bursty Bulk Flows (BBF) и Plasma Sheet Bubbles (PSB), приходящие в область квазизахвата ($L \sim 6–10$) из хвоста магнитосферы во время главной фазы бурь, являются основным поставщиком частиц КТ, и в стандартных моделях конвекции эти локальные неоднородности горячей плазмы на периферии КТ адекватно учитываются в граничных потоках и спектрах $J(E)$ частиц (обычно в области геосинхронной орбиты).

Рассмотрим простую модель такой конвекции для ионов H^+ и O^+ , которые вносят основной вклад в плотность энергии частиц КТ на главной фазе бурь. Если не учитывать потери ионов, то при одинаковых энергиях и питч-углах (при одинаковых μ и K) дрейфовые траектории этих ионов идентичны.

В области ближнего плазменного слоя магнитосферного хвоста ионы дрейфуют к Земле в скрещенных магнитном и электрическом полях. Достигая геомагнитной ловушки, они продолжают дрейфовать к Земле и постепенно отклоняются к востоку, в утренний сектор, под действием электрических полей конвекции и коротации. В области квазидипольного и дипольного магнитного поля скорости магнитного дрейфа ионов направлены на запад и, при сохранении μ и K , эти скорости увеличиваются с приближением ионов к Земле, а скорости их электрического дрейфа уменьшаются.

В результате, отношение скоростей магнитного и электрического дрейфов иона с определённой величиной μ увеличивается, и в какой-то точке утреннего сектора магнитный дрейф пересиливает электрический; в этой точке ионы начинают дрейфовать на запад, продолжая увеличивать свою энергию. В вечернем секторе они достигают максимальных энергий, а затем дрейфуют к полуденному сектору, теряя при этом свою энергию, и под действием электрических полей конвекции и коротации разворачиваются на восток.

Проводя рассмотрение в экваториальной плоскости, для ионов с экваториальным питч-углом $\alpha_0 \sim 90^\circ$, будем полагать, для простоты, что в области $L_m \sim 2.5-3.5$ магнитное поле близко к дипольной конфигурации ($B \propto L^{-3}$). В отличие от электрического поля, приближение магнитного поля в ловушке к реальной конфигурации мало меняет картину дрейфа ионов (и результаты математического моделирования КТ) во время бурь (см., например, [Menz et al., 2019a]).

Можно предположить, что параметр L_m КТ на главной фазе бурь соответствует точке разворота дрейфовых траекторий ионов с некоторым средним значением $\bar{\mu}$. В этой точке скорости электрического и магнитного дрейфов ионов H^+ и O^+ (см., например, [Roederer, 1970]) направлены навстречу друг другу и взаимно компенсируются:

$$32k|\mathbf{E}|L_m^3 + 464L_m \approx 472 \times 10^3 \bar{\mu} L_m^{-1}, \quad (1)$$

где $|\mathbf{E}|$ (мВ/м) – напряженность электрического поля конвекции вблизи максимума КТ, коэффициент k определяет азимутальную проекцию вектора \mathbf{E} ($k \sim 0.5-1.0$) и $\bar{\mu}$ (кэВ/нТл) – средняя величина первого адиабатического инварианта ионов КТ. В левой части уравнения (1) стоит скорость дрейфа ионов на восток под действием электрических полей конвекции и коротации, в правой части – скорость магнитного дрейфа ионов на запад (в м/с).

Согласно таким представлениям, на главной фазе бурь для любых ионов КТ с одинаковыми энергиями и с $Q_i = +1$ (в частности, для ионов H^+ и O^+) максимумы их плотности энергии должны быть близки по L , что подтверждается многими измерениями [Krimigis et al., 1985; McEntire et al., 1985; Stüdemann et al., 1986; Hamilton et al., 1988; Kozyra et al., 2002; Greenspan and Hamilton, 2002; Kistler et al., 2016; Menz et al., 2017; Keika et al., 2018; Yue et al., 2018, 2019]. Из уравнения (1) видно также, что при уменьшении энергии ионов КТ (при уменьшении $\bar{\mu}$) значение L_m уменьшается, что соответствует рис. 1а.

На главной фазе бурь величина Dst прямо пропорциональна интегралу напряженности электрического поля $|\mathbf{E}|$ по времени; после усреднения по 17 бурям с амплитудой от -100 до -470 нТл было получено следующее соотношение [Burke et al., 2007]:

$$Dst = 7.3 - 24.1 \int_0^T |\mathbf{E}| dt, \quad (2)$$

где Dst – в нТл, \mathbf{E} – в мВ/м и T – в часах.

Для сильных бурь постоянной 7.3 (нТл) в правой части уравнения (2) можно пренебречь, а интеграл заменить средним значением $\langle |\mathbf{E}| \rangle$, умноженным на T (см. рис. 3 в [Burke et al., 2007]):

$$Dst \approx -24.1 |\mathbf{E}| T. \quad (2a)$$

В [Burke et al., 2007] величина $|\mathbf{E}|$ находилась путем деления разности потенциалов поперек полярной шапки на поперечный размер магнитосферы; в результате было получено среднее значение $\langle |\mathbf{E}| \rangle \sim 1$ мВ/м. Однако по данным ИСЗ CRRES [Wygant et al., 1998; Burke et al., 1998; Korth et al., 2000; Garner et al., 2004], Akebono [Nishimura et al., 2006, 2007] и Van Allen Probes [Thaller et al., 2015], вблизи максимума КТ (на $L \sim 3-4$), на главной фазе сильных бурь величина $|\mathbf{E}|$ в вечернем и околополуночном секторах MLT может достигать $\sim 2-10$ мВ/м.

Так, во время бури 24 марта 1991 ($\max|Dst| = 298$ нТл) электрическое поле конвекции проникало до $L \sim 2$ и достигало 8 мВ/м, а на $L > 4$ оно не превышало 1–2 мВ/м; в конце главной фазы этой бури максимальная депрессия магнитного поля в ловушке, связанная с КТ, локализовалась на $L = 2.4$ – там же, где и максимум электрического поля [Wygant et al., 1998]. На главной фазе этой бури такие большие электрические поля держались несколько часов и могли инжектировать ионы с $L = 8$ на $L = 2.4$; при этом ионы могут ускоряться от 1–5 кэВ до 300 кэВ.

Эти экспериментальные результаты объясняются двумя взаимосвязанными физическими эффектами вблизи максимума КТ, которые присущи конвекции на главной фазе сильных бурь: Subauroral Polarization Streams – SAPS (см., например, [Garner et al., 2004]) и Subauroral Ion Drifts – SAID (см., например, [Wang et al., 2021]).

Поэтому для области максимума КТ коэффициент в правой части уравнения (2a) нужно уменьшить; при уменьшении его в 6 раз уравнение (1) приобретает следующий вид:

$$8 \frac{k}{T} |Dst| L_m^4 + 464 L_m^2 - 472 \times 10^3 \bar{\mu} \approx 0. \quad (3)$$

Это уравнение имеет единственное положительное решение:

$$L_m \approx \left(\frac{\sqrt{59 \times 10^3 \bar{\mu} T / k |Dst| + (29 T / k |Dst|)^2} - 29 T / k |Dst|}{-29 T / k |Dst|} \right)^{0.5}. \quad (4)$$

Величина $\bar{\mu}$ примерно соответствует максимуму дифференциальной плотности энергии ионов

КТ. По данным ИСЗ Van Allen Probes, для ионов H^+ и O^+ этот максимум отвечает $\bar{\mu} \sim 0.05\text{--}0.07$ кэВ/нТл (см., например, [Menz et al., 2017; Keika et al., 2018]).

Почти для всех рассмотренных здесь бурь время от начала бури до момента измерений КТ на главной фазе бури укладывается в диапазон $T \sim 2\text{--}12$ ч; из этого диапазона выпадает только буря в феврале 1986 (строка 6 в табл. 1), для которой $T \sim 23$ ч.

Первое слагаемое под радикалом в правой части выражении (4) значительно превышает второе при $|Dst| \sim 100\text{--}300$ нТл, $T \sim 2\text{--}12$ ч (обычно при увеличении $|Dst|$ параметр T также увеличивается) и $\bar{\mu} \sim 0.05\text{--}0.07$ кэВ/нТл. Поэтому выражение (4) можно существенно упростить:

$$L_m \approx \left(\sqrt{59 \times 10^3 \bar{\mu} T / k |Dst|} - 29 T / k |Dst| \right)^{0.5}. \quad (5)$$

Полученный результат отвечает тому, что при рассматриваемых здесь величинах L_m , $|Dst|$ и $\bar{\mu}$ скорость магнитного дрейфа однозарядных ионов значительно превышает скорость коротации, но при этом коротация играет свою важную роль в общем балансе дрейфовых скоростей ионов.

Этот результат иллюстрирует рис. 7, который построен для $\bar{\mu} = 0.07$ кэВ/нТл, $T = 10$ ч и $k = 0.75$. На этом рисунке тонкой линией представлено выражение (4), а толстой линией – выражение (5); видно, что эти линии очень близки друг к другу, а в диапазоне $|Dst| \sim 100\text{--}300$ нТл они практически идентичны. Пунктиром на этом рисунке приведена также кривая, которая получается при тех же

значениях параметров $\bar{\mu}$, T и k , если полностью пренебречь коротацией ионов КТ (второй член в уравнении (3) приравнять к нулю):

$$L_m \approx \left(59 \times 10^3 \bar{\mu} T / k \right)^{0.25} |Dst|^{-0.25}. \quad (6)$$

Во внешней области КТ (на $L > L_m$), влияние коротации на картину конвекции ионов КТ возрастает с ростом L . Во время главной фазы бурь коротация способствует замыканию дрейфовых траекторий ионов в асимметричные петли кольцевого тока.

На рис. 1а толстыми кривыми представлены зависимости $L_m(|Dst|)$, вычисленные по формуле (5) для $k = 1$: нижняя кривая отвечает $\bar{\mu} = 0.05$ кэВ/нТл и $T = 2$ ч, а верхняя кривая отвечает $\bar{\mu} = 0.07$ кэВ/нТл и $T = 12$ ч. Эти кривые соответствуют минимальным и максимальным значениям параметра L_m в нашей модели (в рассматриваемых здесь диапазонах величин $\bar{\mu}$ и T).

Экспериментальная зависимость $L_m(|Dst|)$ находится примерно в середине диапазона, ограниченного на рис. 1а толстыми кривыми. Этот диапазон определяется, в основном, шириной интервала для параметра T . При увеличении $|Dst|$ экспериментальные значения L_m удаляются от нижней границы этого диапазона ($T = 2$) и приближаются к верхней его границе ($T = 12$) – в соответствии с тем, что для большей части рассмотренных здесь бурь среднее значение параметра T увеличивается при увеличении $|Dst|$.

Кроме того, для точек 15 и 16 на рис. 1 величины параметра L_m могут быть несколько завышены: эти точки относятся к более узкому диапазону энергии (50–200 кэВ). С учетом этого обстоятельства, экспериментальная зависимость $L_m(|Dst|)$ для ионов с $E \sim 1\text{--}300$ кэВ на рис. 1 становится круче, наклон ее приближается к наклону кривой для низкоэнергичной компоненты КТ и к наклону расчетных кривых на рис. 1а.

Рассмотренная здесь простая модель конвекции позволяет понять также рис. 1б; она отвечает нашей гипотезе о том, что уже к концу главной фазы каждой бури параметр L_m КТ ионов практически не зависит от MLT в широкой области ночной магнитосферы. Эта модель проясняет и другой полученный здесь результат: слабость зависимости β_m (MLT) на рис. 2б. Эти результаты можно объяснить тем, что в отличие от сильной асимметрии КТ в области $L > L_m$, где доминирует электрический дрейф ионов и асимметрия магнитосферы велика, в узкой области КТ вблизи его максимума асимметрия магнитосферы по MLT

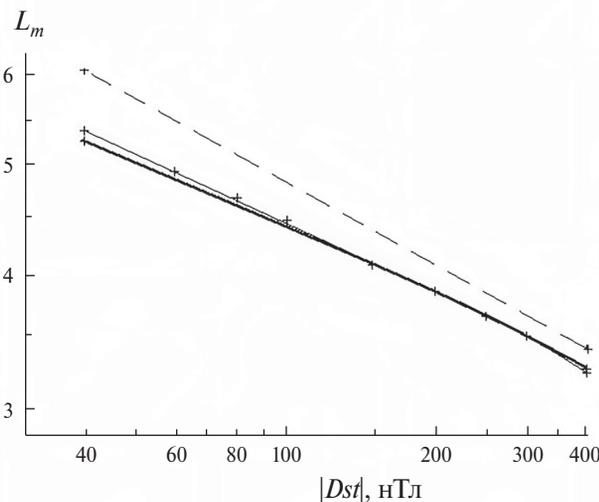


Рис. 7. Сравнение выражений (4) и (5), полученных для простой модели конвекции ионов КТ (см. текст).

значительно меньше и доминирует магнитный дрейф ионов на запад. Эта гипотеза подтверждается многочисленными работами по компьютерному моделированию КТ (см., например, [Ebihara and Ejiri, 2003; Ganushkina et al., 2005; Jordanova et al., 2010; Menz et al., 2017]).

Вместе с тем, для объяснения рис. 1 и 2, особенно рис. 2в, рассмотренную здесь модель механизма конвекции ионов КТ необходимо дополнить следующим граничным условием: чем сильнее буря, тем больше должна быть плотность энергии ионов в источниках КТ.

В самом деле, при дрейфе ионов с сохранением μ энергия E приэкваториальных частиц увеличивается как μB . При этом интервал $\Delta\mu$, отвечающий фиксированному прибором на спутнике интервалу ΔE ионов, сдвигается к меньшим значениям μ . Кроме того, при отсутствии значительных потерь энергии частиц, потоки ионов (J) соответствующих энергий ($\mu = const$) вдоль их дрейфовых траекторий изменяются в соответствии с теоремой Лиувилля ($J/B = const$).

Поэтому плотность энергии ионов w в фиксированном интервале ΔE должна увеличиваться при уменьшении L ; крутизна этой зависимости тем больше, чем круче граничный энергетический спектр $J(E)$ ионов (в их источнике). В результате, для дипольного магнитного поля (при $L_m < 3.5$), и для степенной аппроксимации граничного дифференциального энергетического спектра потоков ионов ($J \propto E^{-\gamma}$) получаем следующую зависимость: $w_m \propto B^{\gamma+1}$, где $B = B(L_m)$ в экваториальной плоскости, или $w_m \propto L_m^{-3(\gamma+1)}$.

В диапазоне $\mu \sim 0.01-0.2$ кэВ/нТл, которому соответствуют ионы с $E \sim 10-300$ кэВ на $L \sim 3.0-3.5$, усреднённый спектр ионов O^+ в области плазменного слоя магнитосферного хвоста, примыкающей к КТ, имеет показатель $\gamma \sim 1$ (см., например, рис. 6 в [Gloeckler and Hamilton, 1987]), и для ионов КТ получаем зависимость $w_m \propto B^2$, которая соответствует $\beta_m = const$. Учет энергетических потерь ионов и уточнение других сделанных здесь упрощений приводит лишь к уменьшению β_m .

Таким образом, более глубокое проникновение горячей плазмы, особенно ионов O^+ , в геомагнитную ловушку и развитие сильных бурь поддерживается не только более сильным электрическим полем конвекции, но обеспечивается также горячей плазмой с большей плотностью энергии в источнике. Аналогичный вывод был сделан ранее по данным ИСЗ CRRES, в сравнении их с результатами математического моделирования КТ (см., например, [Kozyra et al., 1998, 2002; Ebihara and Ejiri, 2003]).

4.2. Кольцевой ток на $L > L_m$

Рис. 4–6 свидетельствуют, что внешняя область ионного КТ асимметрична по MLT, причем зависимости параметров w_0 и L_0 КТ от $|Dst|$, MLT и L_m для ионов H^+ и O^+ , а также для ионов малых ($E < 60$ кэВ) и больших энергий принципиально различаются.

Рис. 4а показывает, что в конце главной фазы бурь вклад ионов с $E < 60$ кэВ в плотность энергии КТ уменьшается при увеличении $|Dst|$, а вклад ионов более высоких энергий систематически увеличивается. Этот результат проявляется также на рис. 4в. Такой эффект можно связать с тем, что ионы с более высокими значениями μ отклоняются магнитным полем ловушки на запад при более высоких значениях L (см. раздел 4.1) и могут продрейфовать на меньшие L только в результате радиальной диффузии, роль которой возрастает по мере увеличения силы бури и продолжительности ее главной фазы.

Эти результаты корреспондируют с заключением, сделанным ранее по измерениям на ИСЗ Van Allen Probes: в начале главной фазы сильных бурь основной вклад в плотность энергии КТ вносят ионы с $E \sim 20-80$ кэВ, а к концу главной фазы этот интервал расширяется в сторону более высоких энергий и доля протонов с $E \sim 100-300$ кэВ в полной плотности энергии КТ увеличивается (см., например, [Zhao et al., 2015, Keika et al., 2018]).

Рис. 4в и 5в показывают, что для ионов $H^+ + O^+$ с $E \sim 1-300$ кэВ уменьшение параметра L_m сопровождается систематическим увеличением параметра w_0 и уменьшением параметра L_0 . Эти результаты демонстрируют противостояние магнитного поля Земли экспансии КТ на главной фазе бурь (диамагнетизм горячей плазмы).

Из рис. 5а и 5в видно, что для суммы ионов $H^+ + O^+$ с $E \sim 1-300$ кэВ чем больше $|Dst|$ и меньше параметр L_m в конце главной фазы бурь, тем меньше параметр L_0 . Эти результаты могут свидетельствовать о том, что для более сильных бурь внешние магнитные трубки геомагнитной ловушки в вечернем и околополуночном секторах сильнее вытягиваются в сторону хвоста магнитосферы; при этом внешняя граница ловушки приближается к Земле.

На рис. 4б, 5б и 6 проявляется асимметрия внешней области КТ по MLT.

Из рис. 4б и 5б видно, что для ионов $H^+ + O^+$ с $E \sim 1-60$ кэВ асимметрия параметров КТ по MLT больше, чем для ионов с $E \sim 1-300$ кэВ.

По аппроксимационным зависимостям параметров w_0 и L_0 от MLT, приведенным на рис. 6, мы вычислили средние величины плотности

энергии $\langle w \rangle$ ионов H^+ и O^+ с $E \sim 1-300$ кэВ в секторе 18–24 MLT. Согласно нашим расчетам, при увеличении MLT от 18 до 24 ч величина $\langle w \rangle$ для ионов H^+ уменьшается от 26.4 до 5.9 нПа (в 4.5 раза) на $L = 4$, от 22.5 до 2.7 нПа (в 8.3 раза) на $L = 5$ и от 19.2 до 1.2 нПа (в 16 раз) на $L = 6$; для ионов O^+ эта величина, напротив, увеличивается от 5.6 до 9.8 нПа (в 1.75 раза) на $L = 4$, от 1.2 до 4.2 нПа (в 3.5 раза) на $L = 5$ и от 0.26 до 1.86 нПа (в 7.15 раз) на $L = 6$.

Таким образом, для ионов H^+ и O^+ с $E \sim 1-300$ кэВ зависимости величины $\langle w \rangle$ от MLT в секторе 18–24 MLT имеют противоположные тренды, причем для ионов O^+ на $L = 4$ эта зависимость очень слабая. При увеличении L от 4 до 6 эти зависимости значительно усиливаются. Эти результаты свидетельствуют, что ионы H^+ концентрируются около 18 MLT, а ионы O^+ – около 24 MLT.

Согласно нашим расчетам, при увеличении MLT от 18 до 24 ч отношение $\langle w_{O^+} \rangle / \langle w_{H^+} \rangle$ увеличивается от 0.21 до 1.64 (в 7.8 раз) на $L = 4$, от 0.05 до 1.57 (в 31.4 раз) на $L = 5$ и от 0.01 до 1.52 (в 152 раза) на $L = 6$. При 18 MLT доминируют ионы H^+ (особенно сильно – на больших L), а при 24 MLT – ионы O^+ .

Для наглядности, результаты этих расчетов представлены на рис. 8 в виде векторов. Начало каждого вектора соответствует 18 MLT, а его конец (стрелка) – 24 MLT. Левая шкала соответствует величинам $\langle w_{H^+} \rangle$ и $\langle w_{O^+} \rangle$, а правая – величинам отношения $\langle w_{O^+} \rangle / \langle w_{H^+} \rangle$. Толстые, тонкие и пунктирные векторы отвечают $L = 4, 5$ и 6 соответственно.

Поскольку, согласно рис. 8, для ионов O^+ с $E \sim 1-300$ кэВ величина $\langle w \rangle$ превышает эту величину для ионов H^+ только в узком околополуночном секторе, суточный тренд для суммарной плотности энергии ионов H^+ и O^+ определяется ионами H^+ . При этом, для ионов $H^+ + O^+$ асимметрия КТ меньше, чем для ионов H^+ : при увеличении MLT от 18 до 24 ч величина $\langle w \rangle$ для ионов $H^+ + O^+$ с $E \sim 1-300$ кэВ уменьшается от 31.9 до 15.6 нПа (в 2.0 раза) на $L = 4$, от 23.7 до 7.0 нПа (в 3.4 раза) на $L = 5$ и от 19.5 до 3.1 нПа (в 6.3 раза) на $L = 6$.

Такой же вывод для ионов $H^+ + O^+$ с $E \sim 1-300$ кэВ получаем по вычислениям величин $\langle w \rangle$ с использованием рис. 4б и 5б. Однако для ионов $H^+ + O^+$ с $E \sim 1-60$ кэВ получаем гораздо более слабые зависимости величины $\langle w \rangle$ от MLT: при увеличении MLT от 18 до 24 ч эта величина изменяется от 16.2 до 9.5 нПа (в 1.7 раза) на $L = 4$, от 5.9 до 5.0 нПа (в 1.2 раза) на $L = 5$ и от 2.06 до 2.54 нПа (в 0.8 раза) на $L = 6$.

Эти эффекты (рис. 6 и 8) связаны, прежде всего, с различиями источников и потерь ионов H^+ и O^+ КТ. Ионы O^+ имеют ионосферное происхождение и первоначально они ускоряются до ~ 10 кэВ в авроральной области магнитосферы, а ионы H^+ имеют, в основном, солнечное происхождение и накануне бури они накапливаются в более удаленных от Земли областях плазменного слоя магнитосферного хвоста. Дрейфуя к Земле на главной фазе бурь, ионы H^+ достигают более высоких, по сравнению с ионами O^+ , средних энергий, обеспечивая себе, тем самым, более продолжительное время жизни в геомагнитной ловушке.

Детальный анализ распределений, представленных на рис. 4–6, требует также учета и других физических процессов, действующих на главной фазе бурь, таких как суббуревая активность магнитосферы. Суббури развиваются в околополуночном секторе магнитосферы, и на ионы O^+ они оказывают гораздо большее влияние, чем на протоны. Суббури являются одной из основных причин разброса точек на рис. 4–6 и отклонений этих точек от общих закономерностей.

Помимо ионизационных потерь и потерь при взаимодействии ионов с волнами, на главной фазе бурь во внешней области КТ, при $L > 5-6$, есть также потери частиц, дрейфующих вокруг Земли, на магнитопаузе, которые связаны со сжатием магнитосферы и сильным южным ММП (см., например, [Kozyra et al., 2002; Ebihara and Ejiri., 2003; Keika et al., 2005]); чем ближе к полуночному сектору, тем ближе к Земле проявляется

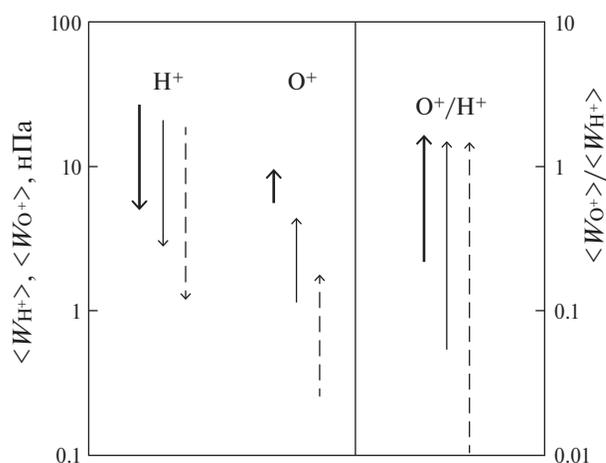


Рис. 8. Изменения средних величин плотности энергии $\langle w_{H^+} \rangle$ и $\langle w_{O^+} \rangle$ (левая часть рисунка) и отношения $\langle w_{O^+} \rangle / \langle w_{H^+} \rangle$ (правая часть рисунка) при увеличении MLT от 18 до 24 ч. Начало каждого вектора соответствует 18 MLT, а его конец (стрелка) – 24 MLT. Толстые, тонкие и пунктирные векторы соответствуют $L = 4, 5$ и 6 .

этот эффект. На наших распределениях наиболее сильного воздействия этого механизма можно было бы ожидать для точки б, которая относится к сектору 14–17 MLT и получена в конце главной фазы гигантской бури в феврале 1986. Однако точка б относится к внутренней области ловушки ($L = 3–5$); радиальный профиль $w(L)$ на $L > 5$ был намного круче, чем на $L = 3–5$ (см. рис. 7 в [Hamilton et al., 1988]).

Кроме того, при глубоком внедрении КТ в геомагнитную ловушку на главной фазе очень сильных бурь с продолжительной главной фазой асимметрия КТ по MLT может быть значительно меньше, чем для более слабых бурь (особенно в окрестности максимума КТ). Эта гипотеза подтверждается наземными данными о буревых вариациях геомагнитного поля на приэкваториальных широтах (см., например, [Li et al., 2011]). Такой эффект можно связать с тем, что радиальная диффузия частиц к Земле под действием флуктуаций электрического и магнитного полей, приводящая к бетатронному ускорению ионов, на главной фазе сильных бурь идет быстрее и эффективней, чем во время более слабых бурь. Во время главной фазы очень сильных бурь ионы КТ, дрейфуя к Земле с сохранением μ и K , могут достигать меньших L и гораздо более высоких энергий, при которых значительная часть этих ионов выходит из-под контроля конвекции, и магнитный дрейф вокруг Земли становится для них доминирующим (симметричная часть КТ).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Построенные здесь распределения дают достаточно полное количественное описание структуры и динамики КТ ионов H^+ и O^+ на главной фазе магнитных СМЕ-бурь.

В результате нашего анализа было установлено, что в ночной полусфере магнитосферы (от 18 до 03 MLT) параметр L_m практически не зависит от MLT уже к концу главной фазы бурь. Это можно связать с тем, что в узкой внутренней области КТ вблизи его максимума доминирует магнитный дрейф ионов и асимметрия магнитного поля значительно меньше, чем в области внешней кромки КТ, где доминирует электрический дрейф ионов.

С учетом магнитного эффекта КТ вычислены соотношения плотностей энергии ионов и магнитного поля в максимуме КТ (β). Установлено, что для ионов O^+ с $E \sim 1–300$ кэВ параметр β увеличивается с уменьшением L_m как L_m^{-9} . Этот результат показывает, что для более глубокого проникновения горячей плазмы в геомагнитную

ловушку необходимо не только более сильное электрическое поле конвекции, но и значительное предварительное накопление и ускорение ионов (особенно ионов O^+) в источниках КТ.

За максимумом КТ, на $L > L_m$, форма радиальных профилей плотности энергии ионного КТ хорошо описывается функцией $w(L) = w_0 \exp(-L/L_0)$. Показано, что на главной фазе бурь эта область КТ сильно асимметрична по MLT и её параметры для ионов малых ($E < 60$ кэВ) и более высоких энергий, а также для ионов H^+ и O^+ , по-разному зависят от $|Dst|$, MLT и L_m .

Установлено, что для ионов $H^+ + O^+$ разных энергий параметр w_0 зависит от $|Dst|$ и L_m по-разному: в конце главной фазы бурь для ионов с $E \sim 1–300$ кэВ он коррелирует с $|Dst|$ и антикоррелирует с L_m , а для ионов с $E \sim 1–60$ кэВ — наоборот, т.е. чем сильнее буря и меньше L_m , тем меньше доля ионов малых энергий и больше доля более энергичных ионов в полной плотности энергии КТ (средняя энергия ионов увеличивается). Такой эффект можно связать с возрастанием роли радиальной диффузии ионов к Земле по мере увеличения силы бури и продолжительности её главной фазы.

Показано, что для ионов H^+ и O^+ с $E \sim 1–300$ кэВ в секторе 18–24 MLT зависимости средних величин плотности энергии w от MLT противоположны друг другу и при увеличении L от 4 до 6 эти зависимости значительно усиливаются. Установлено, что ионы H^+ концентрируются около 18 MLT, а ионы O^+ — около 24 MLT; при 18 MLT доминируют ионы H^+ (особенно сильно — на больших L), а при 24 MLT — ионы O^+ .

Вся совокупность приведенных здесь распределений параметров кольцевого тока свидетельствует, что на главной фазе бурь полная энергия ионов КТ увеличивается тем больше, чем сильнее буря, и это увеличение происходит не столько за счет продвижения внутренней кромки КТ к Земле, сколько благодаря возрастанию потоков и средних энергий ионов КТ на $L > L_m$. Такой эффект должен приводить к более продолжительному распаду ионного КТ на фазе восстановления более сильных бурь.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ковтюх А.С. Радиальный профиль давления бурового кольцевого тока как функция D_{st} // Космические исследования. Т. 48. № 3. С. 218–238. 2010. (Kovtyukh A.S. Radial profile of pressure in a storm ring current as a function of D_{st} // Cosmic Res. V. 48. № 3. P. 211–231. 2010. <https://doi.org/10.1134/S0010952510030032>)

- *Anderson R.R., Gurnett D.A.* Plasma wave observations near the plasmapause with the S⁻ A satellite // *J. Geophys. Res.* V. 78. № 22. P. 4756–4764. 1973. <https://doi.org/10.1029/JA078i022p04756>
- *Burke W.J., Maynard N.C., Hagan M.P., Wolf R.A., Wilson G.R., Gentile L.C., Gussenhoven M.S., Huang C.Y., Garner T.W., Rich F.J.* Electrodynamics of the inner magnetosphere observed in the dusk sector by CRRES and DMSP during the magnetic storm of June 4–6, 1991 // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 103. № 12. P. 29399–29418. 1998. <https://doi.org/10.1029/98JA02197>
- *Burke W.J., Gentile L.C., Huang C.Y.* Penetration electric fields driving main phase *Dst*, *J. Geophys. Res. – Space.* V. 112. № 7. ID A07208. 2007. <https://doi.org/10.1029/2006JA012137>
- *Cahill L.J., Jr., Lee Y.C.* Development of four magnetic storms in February 1972 // *Planet. Space Sci.* V. 23. № 9. P. 1279–1292. 1975. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(75\)90151-8](https://doi.org/10.1016/0032-0633(75)90151-8)
- *Daglis I.A., Thorne R.M., Baumjohann W., Orsini S.* The terrestrial ring current: Origin, formation, and decay // *Rev. Geophys.* V. 37. № 4. P. 407–438. 1999. <https://doi.org/10.1029/1999RG900009>
- *Ebihara Y., Ejiri M.* Numerical simulation of the ring current: Review // *Space Sci. Rev.* V. 105. № 1–2. P. 377–452. 2003. <https://doi.org/10.1023/A:1023905607888>
- *Frank L.A.* On the extraterrestrial ring current during geomagnetic storms // *J. Geophys. Res.* V. 72. № 15. P. 3753–3767. 1967. <https://doi.org/10.1029/JZ072i015p03753>
- *Fritz T.A., Smith P.H., Williams D.J., Hoffman R.A., Cahill L.J., Jr.* Initial observations of magnetospheric boundaries by Explorer 45 (S³) / *Correlated Interplanetary and Magnetospheric Observations*. Ed. D.E. Page / *Astrophys. Space Sci. L.* V. 42. Dordrecht, Holland: D. Reidel Publishing Co., pp. 485–506. 1974. https://doi.org/10.1007/978-94-010-2172-2_31
- *Fu S.Y., Zong Q.G., Fritz T.A., Pu Z.Y., Wilken B.* Composition signatures in ion injections and its dependence on geomagnetic conditions // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 107. № 10. ID 1299. 2002. <https://doi.org/10.1029/2001JA002006>
- *Ganushkina N.Y., Pulkkinen T.I., Fritz T.A.* Role of substorm-associated impulsive electric fields in the ring current development during storms // *Ann. Geophys.* V. 23. № 2. P. 579–591. 2005. <https://doi.org/10.5194/angeo-23-579-2005>
- *Garner T.W., Wolf R.A., Spiro R.W., Burke W.J., Fejer B.G., Sazykin S., Roeder J.L., Hairston M.R.* Magnetospheric electric fields and plasma sheet injection to low L-shells during the 4–5 June 1991 magnetic storm: Comparison between the Rice Convection Model and observations // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 109. № 2. ID A02214. 2004. <https://doi.org/10.1029/2003JA010208>
- *Gkioulidou M., Ohtani S., Mitchell D.G., Ukhorskiy A.Y., Reeves G.D., Turner D.L., Gjerloev J.W., Nosé M., Koga K., Rodriguez J.V., Lanzerotti L.J.* Spatial structure and temporal evolution of energetic particle injections in the inner magnetosphere during the 14 July 2013 substorm event // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 120. № 3. P. 1924–1938. 2015. <https://doi.org/10.1002/2014JA020872>
- *Gloeckler G., Wilken B., Stüdemann W., Ipavich F.M., Hovestadt D., Hamilton D.C., Kremser G.* First composition measurement of the bulk of the storm-time ring current (1 to 300 keV/e) with AMPTE-CCE // *Geophys. Res. Lett.* V. 12. № 5. P. 325–328. 1985. <https://doi.org/10.1029/GL012i005p00325>
- *Gloeckler G., Hamilton D.C.* AMPTE ion composition results // *Phys. Scripta.* V. T18. P. 73–84. 1987. <https://doi.org/10.1088/0031-8949/1987/T18/009>
- *Greenspan M.E., Hamilton D.C.* A test of the Dessler-Parker-Sckopke relation during magnetic storms // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 105. № 3. P. 5419–5430. 2000. <https://doi.org/10.1029/1999JA000284>
- *Greenspan M.E., Hamilton D.C.* Relative contributions of H⁺ and O⁺ to the ring current energy near magnetic storm maximum // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 107. № 4. ID 1043. 2002. <https://doi.org/10.1029/2001JA000155>
- *Hamilton D.C., Gloeckler G., Ipavich F.M., Stüdemann W., Wilken B., Kremser G.* Ring current development during the great geomagnetic storm of February 1986 // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 93. № 12. P. 14343–14355. 1988. <https://doi.org/10.1029/JA093iA12P14343>
- *Jordanova V.K., Zaharia S., Welling D.T.* Comparative study of ring current development using empirical, dipolar, and self-consistent magnetic field simulations // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 115. № 12. ID A00J11. 2010. <https://doi.org/10.1029/2010JA015671>
- *Keika K., Nosé M., Ohtani S., Takahashi K., Christon S.P., McEntire R.W.* Outflow of energetic ions from the magnetosphere and its contribution to the decay of the storm time ring current // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 110. № 1. ID A09210. 2005. <https://doi.org/10.1029/2004JA010970>
- *Keika K., Seki K., Nosé M., Miyoshi Y., Lanzerotti L.J., Mitchell D.G., Gkioulidou M., Manweiler J.W.* Three-step buildup of the 17 March 2015 storm ring current: Implication for the cause of the unexpected storm intensification // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 123. № 1. P. 414–428. 2018. <https://doi.org/10.1002/2017JA024462>
- *Kistler L.M., Mouikis C.G., Spence H.E. et al.* The source of O⁺ in the storm time ring current // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 121. № 6. P. 5333–5349. 2016. <https://doi.org/10.1002/2015JA022204>
- *Korth A., Friedel R.H.W., Mouikis C.G., Fennell J.F., Wygant J.R., Korth H.* Comprehensive particle and field observations of magnetic storms at different local times from the CRRES spacecraft // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 105. № 8. P. 18729–18740. 2000. <https://doi.org/10.1029/1999JA000430>
- *Kozyra J.U., Jordanova V.K., Borovsky J.E., Thomsen M.F., Knipp D.J., Evans D.S., McComas D.J., Cayton T.E.* Effects of a high-density plasma sheet on ring current development during the November 2–6, 1993, magnetic storm // *J. Geophys. Res. – Space.* V. 103. № 11. P. 26285–26305. 1998. <https://doi.org/10.1029/98JA01964>
- *Kozyra J.U., Liemohn M.W., Clauer C.R., Ridley A.J., Thomsen M.F., Borovsky J.E., Roeder J.L., Jordanova V.K.,*

- Gonzalez W.D. Multistep *Dst* development and ring current composition changes during the 4–6 June 1991 magnetic storm // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 107. № 8. ID 1224. 2002. <https://doi.org/10.1029/2001JA000023>
- Krimigis S.M., Gloeckler G., McEntire R.M., Potemra T.A., Scarf F.L., Shelley E.G. Magnetic storm of September 4, 1984: A synthesis of ring current spectra and energy densities measured with AMPTE/CCE // *Geophys. Res. Lett.* V. 12. № 5. P. 329–332. 1985. <https://doi.org/10.1029/GL012i005p00329>
- Li H., Wang C., Kan J.R. Contribution of the partial ring current to the SYM-H index during magnetic storms // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 116. № 11. ID A11222. 2011. <https://doi.org/10.1029/2011JA016886>
- Liemohn M.W., Kozyra J.U., Thomsen M.F., Roeder J.L., Lu G., Borovsky J.E., Cayton T.E. Dominant role of the asymmetric ring current in producing the stormtime *Dst** // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 106. № 6. P. 10883–10904. 2001. <https://doi.org/10.1029/2000JA000326>
- McEntire R.W., Lui A.T.Y., Krimigis S.M., Keath E.P. AMPTE/CCE energetic particle composition measurements during the September 4, 1984 magnetic storm // *Geophys. Res. Lett.* V. 12. № 5. P. 317–320. 1985. <https://doi.org/10.1029/GL012i005p00317>
- McIlwain C.E. Coordinate for mapping the distribution of magnetically trapped particles // *J. Geophys. Res.* V. 66. № 11. P. 3681–3691. 1961. <https://doi.org/10.1029/JZ066p011p03681>
- McPherron R.L., O'Brien T.P. Predicting geomagnetic activity: The *Dst* index / *Space Weather*. Eds. P. Song, H.J. Singer, G.L. Siscoe / *Geoph. Monog. Series*. V. 125. Washington, D. C.: AGU, pp. 339–345. 2001. <https://doi.org/10.1029/GM125p0339>
- Menz A.M., Kistler L.M., Mouikis C.G., Spence H.E., Skoug R.M., Funsten H.O., Larsen B.A., Mitchell D.G., Gkioulidou M. The role of convection in the buildup of the ring current pressure during the 17 March 2013 storm // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 122. № 1. P. 475–492. 2017. <https://doi.org/10.1002/2016JA023358>
- Menz A.M., Kistler L.M., Mouikis C.G., Matsui H., Spence H.E., Thaller S.A., Wygant J.R. Efficacy of electric field models in reproducing observed ring current ion spectra during two geomagnetic storms // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 124. № 11. P. 8974–8991. 2019a. <https://doi.org/10.1029/2019JA026683>
- Menz A.M., Kistler L.M., Mouikis C.G., Spence H.E., Henderson M.G. Effects of a realistic O⁺ source on modeling the ring current // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 124. № 12. P. 9953–9962. 2019b. <https://doi.org/10.1029/2019JA026859>
- Mitchell D.G., Gkioulidou M., Ukhorskiy A.Y. Energetic ion injections inside geosynchronous orbit: Convection- and drift-dominated, charge-dependent adiabatic energization ($W=qEd$) // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 123. № 8. P. 6360–6382. 2018. <https://doi.org/10.1029/2018JA025556>
- Nishimura Y., Shinbori A., Ono T., Iizima M., Kumamoto A. Storm-time electric field distribution in the inner magnetosphere // *Geophys. Res. Lett.* V. 33. № 22. ID L22102. 2006. <https://doi.org/10.1029/2006GL027510>
- Nishimura Y., Shinbori A., Ono T., Iizima M., Kumamoto A. Evolution of ring current and radiation belt particles under the influence of storm-time electric fields // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 112. № 6. ID A06241. 2007. <https://doi.org/10.1029/2006JA012177>
- Potemra T.A., Zanetti L.J., Acuna M.H. AMPTE/CCE magnetic field studies of the September 4, 1984 storm // *Geophys. Res. Lett.* V. 12. № 5. P. 313–316. 1985. <https://doi.org/10.1029/GL012i005p00313>
- Roederer J.G. Dynamics of Geomagnetically Trapped Radiation. New York, Heidelberg, Berlin: Springer, 166 p. 1970. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-49300-3>
- Roederer J.G., Lejosne S. Coordinates for representing radiation belt particle flux // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 123. № 2. P. 1381–1387. 2018. <https://doi.org/10.1002/2017JA025053>
- Siscoe G.L., McPherron R.L., Jordanova V.K. Diminished contribution of ram pressure to *Dst* during magnetic storms // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 110. № 12. ID A12227. 2005. <https://doi.org/10.1029/2005JA011120>
- Smith P.H., Hoffman R.A. Ring current particle distributions during the magnetic storms of December 16–18, 1971 // *J. Geophys. Res.* V. 78. № 22. P. 4731–4737. 1973. <https://doi.org/10.1029/JA078i022p04731>
- Stüdemann W., Gloeckler G., Wilken B., Ipavich F.M., Kremser G., Hamilton, D.C., Hovestadt D. Ion composition of the bulk ring current during a magnetic storm: Observations with the CHEM-Instrument on AMPTE/CCE / *Solar Wind – Magnetosphere Coupling*. Eds. Y. Kamide, J.A. Slavin. Tokyo: Terra Sci., pp. 697–705. 1986.
- Thaller S.A., Wygant J.R., Dai L. et al. Van Allen Probes investigation of the large-scale duskward electric field and its role in ring current formation and plasmasphere erosion in the 1 June 2013 storm // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 120. № 6. P. 4531–4543. 2015. <https://doi.org/10.1002/2014JA020875>
- Wang W., Yang J., Nishimura Y. et al. Magnetospheric source and electric current system associated with intense SAIDs // *Geophys. Res. Lett.* V. 48. № 22. ID e2021GL093253. 2021. <https://doi.org/10.1029/2021GL093253>
- Wygant J., Rowland D., Singer H.J., Temerin M., Mozer F., Hudson M.K. Experimental evidence on the role of the large spatial scale electric field in creating the ring current // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 103. № 12. P. 29527–29544. 1998. <https://doi.org/10.1029/98JA01436>
- Yang J., Toffoletto F.R., Wolf R.A. Comparison study of ring current simulations with and without bubble injections // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 121. № 1. P. 374–379. 2016. <https://doi.org/10.1002/2015JA021901>
- Yang Y.Y., Shen C., Dunlop M., Rong Z.J., Li X., Angelopoulos V., Chen Z.Q., Yan G.Q., Ji Y. Storm time current distribution in the inner equatorial magnetosphere: THEMIS observations // *J. Geophys. Res. – Space*. V. 121. № 6. P. 5250–5259. 2016. <https://doi.org/10.1002/2015JA022145>

– Yue C., Bortnik J., Li W. et al. The composition of plasma inside geostationary orbit based on Van Allen Probes observations // J. Geophys. Res. – Space. V. 123. № 8. P. 6478–6493. 2018. <https://doi.org/10.1029/2018JA025344>

– Yue C., Bortnik J., Li W. et al. Oxygen ion dynamics in the Earth's ring current: Van Allen Probes observations // J. Geophys. Res. – Space. V. 124. № 10. P. 7786–7798. 2019. <https://doi.org/10.1029/2019JA026801>

– Zeng X.Y., Ma S.Y., Xu L., Valek P., Wang H., Xiong C., Cai H.T. Global 3-D distributions of O⁺ and H⁺ ions in the

inner magnetosphere reconstructed by voxel tomography from TWINS ENA images during a large magnetic storm // J. Geophys. Res. – Space. V. 128. № 7. ID e2023JA031442. 2023. <https://doi.org/10.1029/2023JA031442>

– Zhao H., Li X., Baker D.N. et al. The evolution of ring current ion energy density and energy content during geomagnetic storms based on Van Allen Probes measurements // J. Geophys. Res. – Space. V. 120. № 9. P. 7493–7511. 2015. <https://doi.org/10.1002/2015JA021533>

Parametrization of Spatial-Energy Distributions of H⁺ and O⁺ Ions of the Ring Current on the Main Phase of Magnetic Storms

A. S. Kovtyukh*

Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

**e-mail: kovtyukhas@mail.ru*

Based on the results of measurements near the equatorial plane a fluxes and energy spectra of H⁺ and O⁺ ions of the magnetosphere's ring current by the OGO-3, Explorer 45, AMPTE/CCÉ, and Van Allen Probes (A and B) satellites, a systematic analysis of spatial distributions of the energy density for these ions on the main phase of magnetic storms was carried out. Twelve storms of different strength were considered, with max|Dst| from 64 to 307 nT. The radial profile of the ring current ions energy density is characterized by the maximum (L_m) and by the ratio of the energy densities of the ions and the magnetic field at this maximum (β_m), and at $L > L_m$ this profile is approximated by the function $w(L) = w_0 \exp(-L/L_0)$. Quantitative dependences of the parameter L_m on the Dst index and MLT, and also the dependences of the parameters β_m , w_0 and L_0 on the Dst, MLT and L_m , are obtained. These dependences are different for H⁺ and O⁺ ions, as well as for ions of low ($E < 60$ keV) and higher energies. It has been established that in a narrow inner region of the ring current near its maximum in the nighttime hemisphere of the magnetosphere, the ring current asymmetry is much smaller (especially for O⁺ ions) than at $L > L_m$. It was found that with increasing L , the asymmetry of the ring current by MLT increases significantly, with H⁺ ions concentrated at near 18 MLT, and O⁺ ions at near 24 MLT. It is shown that for O⁺ ions with $E \sim 1-300$ keV, $\beta_m \propto L_m^{-9}$; this result shows that a deeper penetration of hot plasma into a geomagnetic trap, during strong storms, requires not only a stronger electric field of convection, but also a significant preliminary accumulation and acceleration of ions (especially O⁺ ions) in the sources of the ring current.