

强磁暴期间场向电流分布及其对行星际条件的响应: CHAMP 卫星观测

王慧 马淑英* H. Luehr 周云良 党戈

(武汉大学电子信息学院 教育部地球空间环境与大地测量重点实验室, 武汉 430079; GeoForschungsZentrum, Potsdam, 14473, Germany. * 联系人, E-mail: syma@whu.edu.cn)

摘要 利用 CHAMP 卫星磁场测量数据, 研究 2003 年 11 月超强磁暴期间顶部电离层全球大尺度场向电流分布特征及行星际条件的控制作用. 结果表明: (1) 磁暴期间场向电流密度比平静期大大增强, 昼与夜及冬与夏半球不对称; (2) 发现沿纬度积分的场向电流密度主要受太阳风动力学压强而不是行星际磁场的控制; (3) 磁暴期间场向电流低纬边界向赤道扩展, 最低可达 45° MLat; 向阳侧此扩展直接受南向行星际磁场 B_z 的控制, 相应的行星际-磁层-电离层作用时间尺度约 25 min; 当南向 IMF B_z 小于 -30 nT 时, 场向电流朝赤道的扩展出现非线性饱和; 而在背阳侧, 这一扩展及恢复, 比行星际参数的变化滞后约 3 h, 但与表征磁层环电流的 Sym-H 指数几乎同步变化; (4) 磁暴主相期间, 背阳侧强场向电流纬度分布范围达 25° 以上, 并出现多达 10 片以上的多电流片结构.

关键词 磁暴 场向电流 电离层-磁层耦合 太阳风 行星际磁场

场向电流是磁层与电离层之间的重要电动力学耦合过程, 并且受行星际条件的直接控制. 自 20 世纪 60 年代卫星观测证实了场向电流又称 Birkeland 电流的存在^[1]以来, 这一现象在太阳风-磁层-电离层耦合研究中一直很受重视. 如诸多研究(比如文献[2~8])所揭示, 场向电流涉及日-地空间耦合链的多种重要物理过程, 与磁重联, 大尺度等离子体对流, 能量粒子的沿场加速与输运, 极光活动等密切相关; 作为地球空间电流系的组成部分, 与多种大尺度电流, 如越磁尾电流, 磁层环电流, 极光电急流, 以及亚暴楔电流等, 相互影响和制约^[9]; 是空间天气学研究的一个重要课题.

磁暴是全球性的地磁场强烈扰动, 通常持续 1~3 d. 磁暴期间, 包括磁层与电离层以及中、高层大气的整个地球空间都会发生一系列扰动^[10,11]. 磁暴的强度通常用环电流指数 Dst 来度量, 其最小值 Min. Dst 低于 -300 nT 时称为超强磁暴; 近十多年的研究表明^[12], 这种大磁暴绝大部分由与日冕物质抛射相联系的到达地球轨道的南向行星际磁场(IMF $B_z < 0$)引起, 较强而持续的南向 IMF B_z 使得巨大的太阳风能量得以通过磁重联机制进入地球空间而导致磁暴发生.

2003 年 11 月 20 日发生了国际地球物理年(1957)之后最大的一个磁暴, Min. Dst 达 -472 nT. 磁暴期间, 德国 CHAMP 卫星^[13]运行在大约 395 km 高度的近磁

正午-子夜的子午圈上, 该卫星磁场测量为研究暴时电离层高度上全球场向电流特征提供了很好的机会; 本文利用 CHAMP 星载高精度磁通门磁力仪测量数据, 研究 2003 年 11 月超强磁暴期间大尺度场向电流分布特征, 以及太阳风-磁层耦合参数对场向电流的影响.

1 磁暴期间行星际与地磁环境

图 1(a), (b) 给出 2003 年 11 月 20-22 日太阳风和行星际磁场参数, 包括 IMF B_z 与 B_y , 太阳风速 v_{sw} 与质子数密度 N_p 随时间的变化. 数据由美国宇航局 ACE 卫星观测到 [http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/cdaweb/istp_public/], 该卫星位于日-地连线拉格朗日点 L1, 地心距离近似为 $220 R_E$, 约 1.48×10^6 km.

图 1(c) 给出由太阳风和行星际磁场参数计算得到的 Akasofu 太阳风-磁层能量耦合函数 ε 和重联电场 E_m 随时间的变化; 图 1(d) 给出 Dst 指数以及 Sym-H 随时间的变化, 由世界数据中心提供 [<http://swdcd.b.kugi.kyoto-u.ac.jp/>]. 能量耦合函数 ε 和重联电场 E_m 分别定义如下^[14,15]:

$$\varepsilon = v_{sw} |\bar{B}|^2 \sin^4(\theta/2) l_0^2, \quad (1)$$

$$E_m = v_{sw} B_T \sin^2(\theta/2), \quad (2)$$

其中 v_{sw} 是太阳风速, $\bar{B} = (B_x, B_y, B_z)$ 是 GSM 坐标系中的行星际磁场, $B_T = \sqrt{B_y^2 + B_z^2}$, $\theta = \arctg(|B_y/B_z|)$

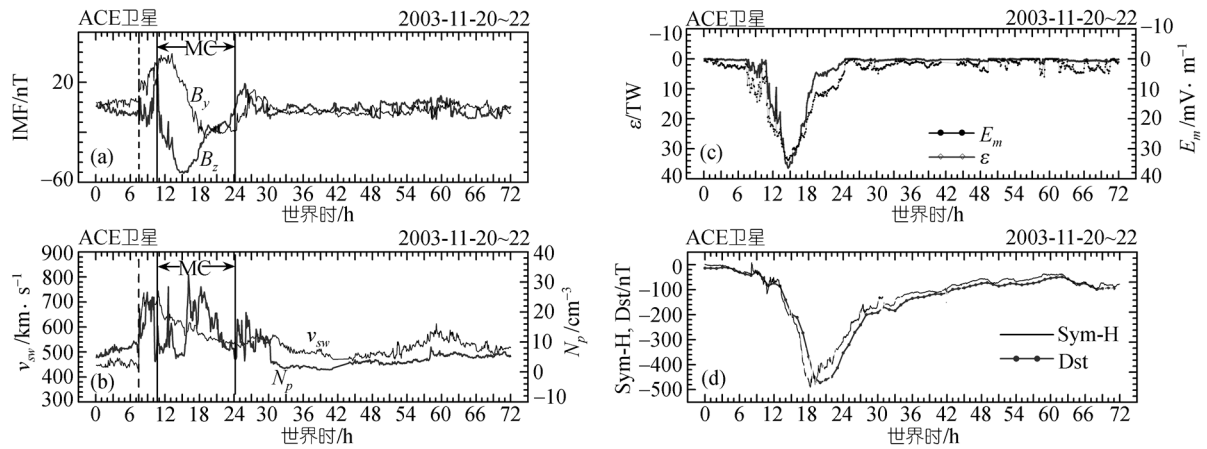


图 1 2003 年 11 月 20~22 日磁暴期间行星际磁场、太阳风、太阳风-磁层耦合参数以及地磁指数随时间的变化
 (a) GSM 坐标系中 IMF B_z 与 B_y 分量; (b) 太阳风速 v_{sw} 与质子数密度 N_p ; (c) Akasofu 太阳风-磁层能量耦合函数 ϵ 和重联电场 E_m ;
 (d) Dst 指数以及地磁扰动场对称分量 Sym-H

是 GSM 坐标 $y-z$ 平面内行星际磁场的钟角, l_0 为常数, 约为 7 个地球半径. Akasofu 耦合函数 ϵ 被证明与强磁暴期间太阳风向磁层输入的能量具有很好的相关性; 重联电场根据磁重联理论, 在太阳风、磁鞘、磁层顶内侧的电场相等条件下推出. Dst 指数和高分辨率地磁扰动场对称分量 Sym-H 可视为磁层环电流的表征.

对于 2003 年 11 月超强磁暴的太阳与行星际驱动源, Gopalswamy 等^[16]作了较详尽的研究. 11 月 20 日 07:28 UT 行星际激波到达 ACE 卫星, 参见图 1(a), (b) 中的竖直虚线; 约 35 min 后, 08:03 UT 磁暴起始, 初相脉冲很弱; 约 10:46 UT 激波驱动的云到达 ACE 卫星, 参见图 1(a), (b) 中的竖直实线; 12:00 UT 以后 Dst 指数开始快速下降(主相), 20:00 UT 达到极小值 -472 nT, 然后是相对较长时间的恢复相. ACE 观测到的行星际磁场 B_z 分量于 15:15 UT 达到最小值约 -53 nT; 行星际磁场 B_y 表现出较大幅度的正弦型变化, 在 B_z 达到最小值时刻以后 B_y 改变符号, 这种现象与日冕物质抛射(CME)相关的磁通量绳经过过程相一致.

由图 1(c) 可以看出, 能量耦合函数 ϵ 在 14:40 UT 达到最大值 36.3×10^{12} W, 同时重联电场达到最大值 33.8 mV/m, 都出现在南向 B_z 极大(15:15 UT)之前.

2 高空磁场数据及其分析

2.1 CHAMP 卫星磁场测量数据

本文研究使用德国科学小卫星 CHAMP 的磁场测量数据. CHAMP 卫星于 2000 年 7 月发射升空, 飞行

在低高度圆形极轨道, 倾角为 87.3° , 偏心率 0.004, 初始高度为 456 km, 6 年之后将降低至 300 km, 绕地周期约 94 min, 每天绕地球 15.4 圈, 轨道地方时每 11 天变化 1 h, 近 4 个月覆盖所有地方时^[13]. 在所研究的磁暴期间, 该卫星轨道高度约 394 km, 大致处在磁正午-子夜子午圈上.

高空磁场数据由星载三轴磁通门矢量磁力仪测量得到, 该仪器以 50 Hz 采样率测量磁场三分量. 本文使用二级数据产品, 即在卫星当地地球物理坐标系(坐标轴指向当地北(N)、东(E)、下(C))中的磁场三分量, 精度 0.1 nT, 采样率 1 Hz, 相应空间分辨率约 7.5 km. 图 2 给出 2003 年 11 月 20 日磁暴主相期间 CHAMP 卫星在 16:53~17:04 UT(处于向阳面)和 17:06~17:18 UT(处于背阳面)期间测量到的磁场三分量随纬度变化的示例.

2.2 场向电流计算方法

本文按文献[17]方法计算场向电流. 首先采用地磁基本场模式 CO2 (Champ, Oersted, Oersted 2)^[18], 从 CHAMP 卫星的磁场观测值中扣除起源于地球内部的基本场, 得到的剩余场记作 \vec{B}^S ; 在极区上空 400 km 高度, 可以认为 \vec{B}^S 主要是由约 110 km 高度上下大致水平流动的极光电急流和在此高度以上沿地磁场流动的场向(在极区电离层中接近垂直方向)电流所引起的; 为消除阿尔芬波引起的磁场扰动, 对 \vec{B}^S 数据在 20 s 窗口上取平均.

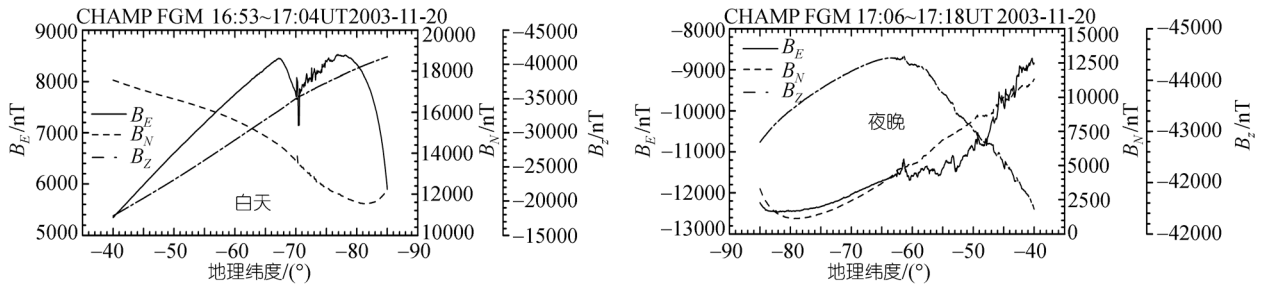


图 2 CHAMP 卫星测量到的磁场三分量随纬度变化的示例

由磁场 \vec{B}^S 反演高空电流, 依据的是安培定律:

$$\vec{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \vec{B}^S, \quad (3)$$

其中 μ_0 是磁导率. 由于单颗卫星测量无法得到严格意义下的磁场空间变化率, 所以需要做一些近似和简化假设. 首先, 假设场向电流为沿极光椭圆分布的无限大电流片^[19], 那么, 此电流片产生的磁场近似只有沿极光椭圆切向的分量, 其大小依赖于与电流片的垂直距离, 在电流片的两侧, 磁场方向相反. 大致沿极光椭圆水平流动的极光电急流可近似看作由一系列相互平行的线电流组成, 集中在大约 110 km 左右高度, 在其周围产生的磁场主要沿极光椭圆法向和铅垂向, 且其沿椭圆切向方向变化的梯度较小; 在 CHAMP 卫星所在约 400 km 高度上, 水平电流产生的磁场约为地面上的 1/5~1/7, 当卫星穿越场向电流区域时, 水平电流产生的磁场一般比场向电流产生的沿极光椭圆切向的磁场小很多, 且水平电流的磁场的切向梯度通常情况下很小, 近似可以忽略. 采用 MFA (Magnetic-Field-Aligned)-OPP (Oval Parallel Perpendicular) 局地坐标系, 其 z 轴沿当地平均磁场 (这里取为 CO2 模型确定的主磁场) 方向 (在北半球向下, 在南半球向上); 在垂直于主磁场的平面内, y 轴平行于极光椭圆大致指向东, x 轴垂直于极光椭圆, 与 y 和 z 构成右手坐标系; 这样, 场向电流可以表示为:

$$j_z = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial B_y^S}{\partial x} - \frac{\partial B_x^S}{\partial y} \right), \quad (4)$$

如前所述, B_x^S 分量沿 y 方向变化率 $\partial B_x^S / \partial y$ 可以忽略, 因此得到 $j_{||} = j_z = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B_y^S}{\partial x}$, 也就是说, 场向电流可以由卫星垂直穿越电流片时观测到的磁场 y 分量沿

飞行轨道的变化近似求出. 在计算中, 只考虑卫星轨道与椭圆切线夹角大于 45° 情况下的数据, 其中极光椭圆的切线方向利用地磁活动指数 $K_p > 6$ 情况下由 2002~2003 两年 CHAMP 卫星磁场数据统计得到的极光椭圆模型 (详见文献[17]). 再假定卫星穿越电流片期间电流片不发生显著变化, 利用已知的卫星飞行速度 (约 7.8 km/s), 可将随空间的变化转换为随时间的变化, 离散化后得到: $j_{||} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\Delta B_y^S}{v_x \Delta t}$, 其中 v_x 是垂直于极光椭圆的卫星速度分量.

这样计算得到的电流密度会有一定误差, 但主要影响的是电流大小 (文献[20]表明误差最大 50%), 对场向电流位置和极性的影响很小. 在磁暴期间计算误差会有所增大, 个别轨道因极光椭圆的高度动态变化使得数据中携带的空间变化和时间变化无法分离, 反演结果中会含有场向电流之外的某种变化 (如大尺度磁场振荡等), 对结果的解释需谨慎. 在仅有单颗卫星测量而没有空间磁场多点同时测量的情况下, 本文所述场向电流计算方法不失为一种合理的行之有效的办法. 多年来这种方法在国际上亦被认可^[19-22].

3 暴时场向电流特征分析结果

3.1 电流片结构与极性

图 3 给出磁暴主相期间场向电流随磁纬分布示例. 由图 3(a), (b) 可以看出, 北半球夜晚一侧场向电流呈多至 14 片的向上向下电流相间的结构, 分布在宽达 27° 的纬度范围, 而白天是双片结构; 无论白天还是夜晚, 最靠赤道一侧的电流片是向上流出电离层的.

类似地, 图 3(c), (d) 显示, 南半球夜晚一侧场向

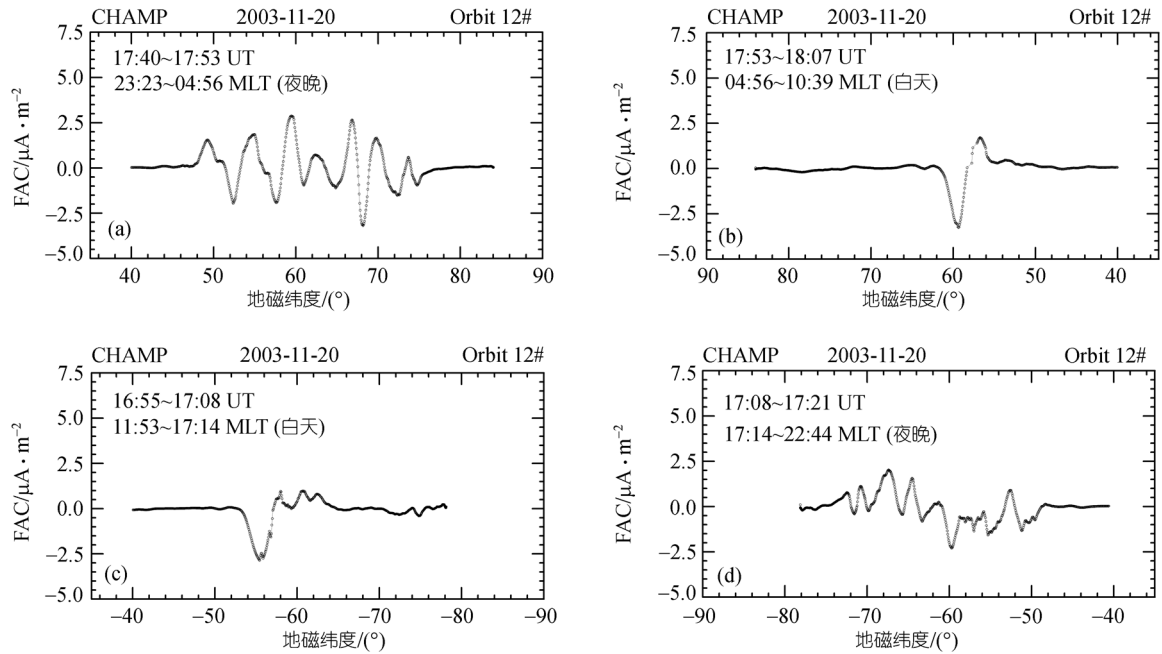


图 3 磁暴主相期间场向电流随磁纬分布示例

(a), (b) 20 日 17:40~18:07 UT 期间北半球高纬上空; (c), (d) 20 日 16:55~17:21 UT 期间南半球高纬上空

电流亦呈多片结构, 分布在宽度达 24° 的纬度范围, 而白天则基本上还是双片结构; 无论白天还是夜晚, 最靠赤道一侧的电流片是向下流进电离层的, 与北半球相反. 在图 3 所涉及的时间段里, 行星际磁场 B_z 指南, $B_y < 0$.

考察不同轨道(时刻)场向电流的极性分布(见图 4)可以看到另一种情况, 即北半球靠赤道侧场向电流片为向下流进电离层的电流, 南半球为向上流出电离层的电流, 与图 3 显示的情况相反, 此时行星际磁场 B_z 指南, $B_y > 0$, 这些表明行星际磁场 B_y 对场向电流极性结构与分布的影响和控制作用^[23]在磁暴期间仍然存在.

Fujii 等^[22]曾报道了 1989 年 3 月超强磁暴期间场向电流(以空间磁场变化来粗略表示)的分布特征; 他们利用 EXOS D 卫星的磁场探测数据, 发现上午场向电流的纬度覆盖范围比磁静时有较大幅度的扩宽, 黄昏之后的夜间场向电流形状复杂, 由很多流入流出电离层的场向电流片组成. 这些现象的基本特征与本节报道的观测结果有类似之处.

3.2 场向电流片位置向低纬的扩展

图 5 给出磁暴期间 CHAMP 卫星观测到的北(图

5(a)、南(图 5(b))两半球白天(上图)和夜晚(下图)场向电流密度随磁纬(MLAT)和时间分布图. 电流密度用不同颜色表示(见图右侧的色标); 负值表示电流沿场向下, 正值表示电流沿场向上. 图中所显示的场向电流片的密度均高于 $1 \mu\text{A}/\text{m}^2$, 即平静期电流密度均值^[17].

从图 5 可以看到, 磁暴期间场向电流片朝赤道一侧的位置明显向低纬扩展. 以电流密度至少大于 $1 \mu\text{A}/\text{m}^2$ 的最靠近赤道的电流片峰值所在纬度为白天某一轨道飞行期间电流片最低纬度. 那么, 白天南半球场向电流低纬边界在 17:00 UT 左右达到最低, 约 -55.4°MLat ; 北半球则在 16:30 UT 左右达到最低磁纬约 54.0° .

夜晚一侧场向电流片的结构和极性比较复杂, 这里我们仍然只考虑场向电流片朝赤道一侧向低纬的扩展. 夜晚, 靠近低纬边界的场向电流密度比白天总体偏低, 确定最低纬度时对电流密度的低限阈值放宽为 $0.3 \mu\text{A}/\text{m}^2$. 在北半球, 背阳面场向电流片朝赤道一侧的纬度在 19:14 UT 达到最低为 47.0°MLat ; 在南半球, 背阳面场向电流片朝赤道一侧的纬度在 20:24 UT 达到最低为 45.4°MLat . 换言之, 背阳面场

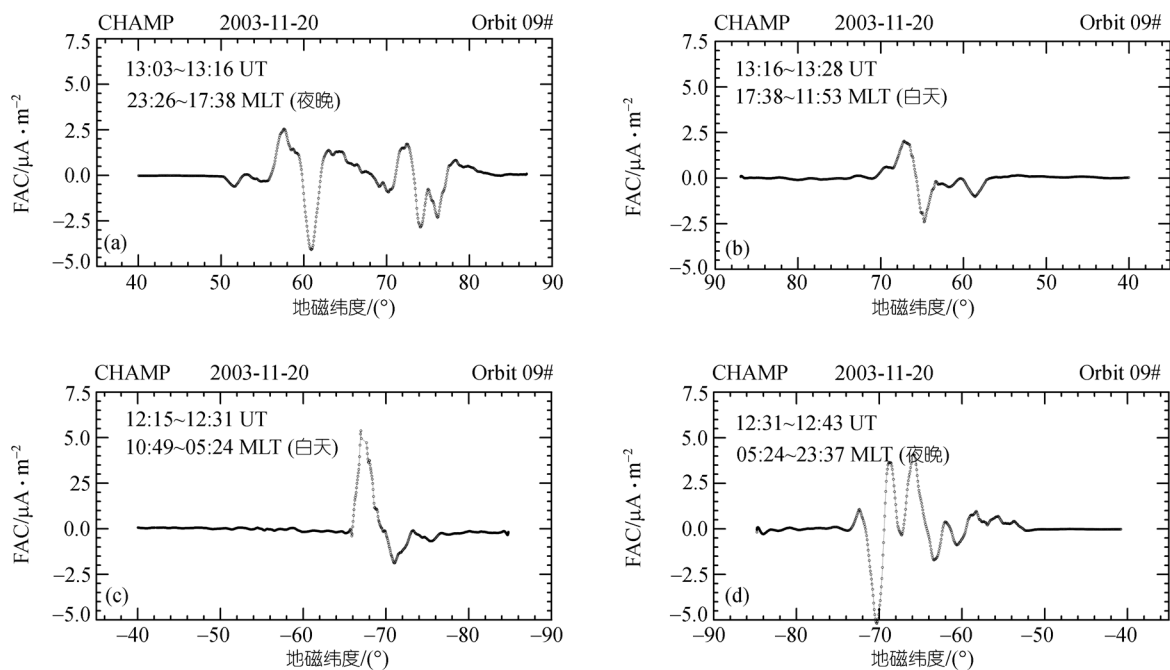


图4 磁暴主相期间 $B_z < 0$ 同时 $B_y > 0$ 期间场向电流随磁纬分布示例
(a), (b) 20日 13:03~13:28 UT 期间北半球高纬上空; (c), (d) 20日 12:15~12:43 UT 期间南半球高纬上空

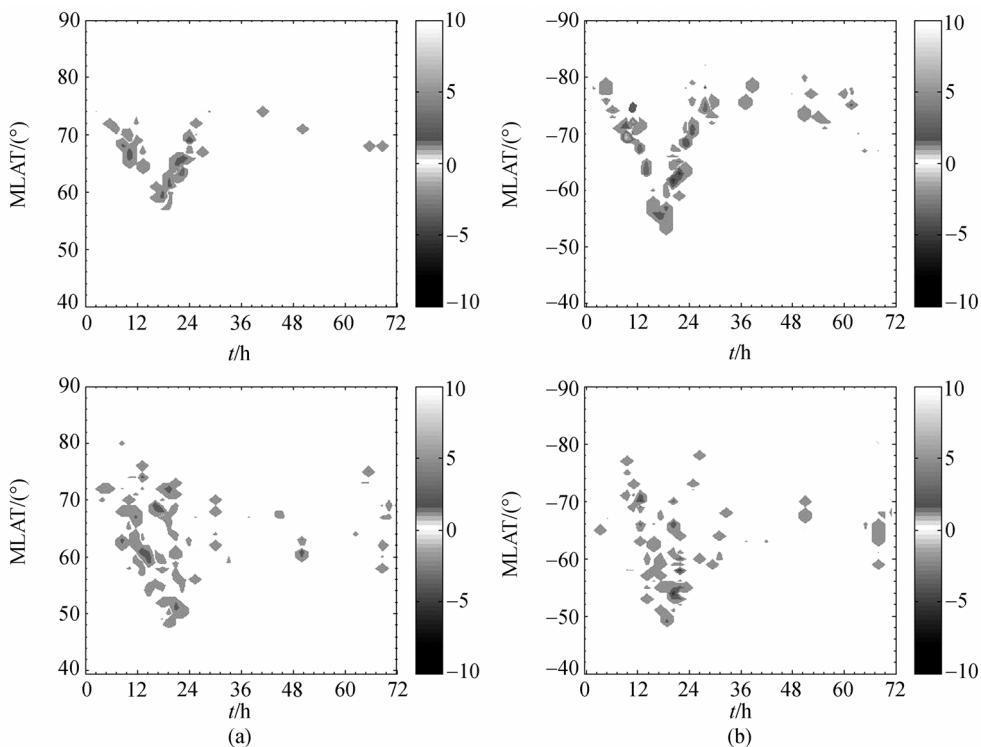


图5 2003年11月磁暴期间CHAMP卫星观测到的北(a)南(b)半球白天(上)和夜晚(下)场向电流密度随时间和磁纬分布图
电流密度单位为 $\mu A/m^2$

向电流朝赤道一侧向低纬的扩展比向阳侧滞后大约 3 h, 所达到的最低纬度低于向阳面.

3.3 场向电流的强度

首先考察在各个轨道不同半球的场向电流密度的峰值, 将其作为场向电流的强度的一个表征量. 我们看到, 白天北半球最强的场向电流出现在 11 月 21 日 00:05 UT, 位于磁纬 69°, 南半球白天最强的场向电流出现在 20 日 10:54 UT, -72.1°磁纬处. 夜间, 北半球场向电流密度峰值出现在 16:31 UT, 磁纬 68.9°; 南半球则为 20:15 UT, 磁纬-66.5°. 总的来说, 以场向电流密度峰值表征的场向电流的强度, 磁暴期间比平静时高约 5 倍; 南半球比北半球高约 2 倍(白天)至 1.5 倍(夜晚), 南北半球的差异可归因于电离层电导率的冬夏半球不对称性^[17]. 很明显, 场向电流的峰值密度不是出现在电流分布的最低纬度处, 也与 IMF B_z 和 Dst 的极小值以及 E_m 和 Akasofu 能量耦合函数的极大值没有简单的关系. 我们将在下一节中讨论作为场向电流的强度的另一个表征量——沿纬度积分的场向电流密度与太阳风参数之间的关系.

4 讨论

4.1 场向电流低截止纬度的控制因素

为了探求场向电流最低纬度 λ_{min} 的变化与行星

际条件的关系, 我们计算了 $\lambda_{min}(t)$ 与重联电场 $E_m(t)$, IMF $B_z(t)$, Akasofu 能量耦合函数 $\varepsilon(t)$ 的互相关函数. 图 6 给出 ACE 卫星观测到的这三个行星际参数以及向阳侧南北半球场向电流最低纬度 λ_{min} 随时间的变化. 计算相关函数时, 行星际参数规范到日地连线上磁层顶处(通过计算太阳风从 ACE 卫星到地球的传播延迟而实现, 参见文献[24]). 计算结果(参见表 1)表明, 白天场向电流最低纬度与上述 3 个行星际参数都存在较强的线性相关, 其中与 Akasofu 能量耦合函数 ε 参数的相关性最高, 在北半球最大相关系数为 0.98, 相应延迟时间为 45 min; 南半球最大相关系数为 0.97, 相应延迟时间为 30 min. 另一方面, B_z 与 FAC 最低纬度的相关系数相对稍低, 这主要由于 10:00~11:00 UT 期间 B_z 强的北向分量, 而 FAC 最低纬度与北向 IMF B_z 不存在简单的线性相关. 相对来说, FAC 最低纬度与 B_z 在较小的时间延迟(北半球为 15 min, 南半球 35 min)上有最大互相关, 这说明在向阳侧, 持续的南向行星际磁场引起场向电流向低纬扩展的磁层-电离层耦合作用时间尺度约为 25 min 量级.

图 7 给出背阳侧场向电流最低纬度与 E_m 和 Sym-H 参数随时间之间的变化, 表 2 给出场向电流最低纬度与各参数的最大相关系数与相应延迟时间.

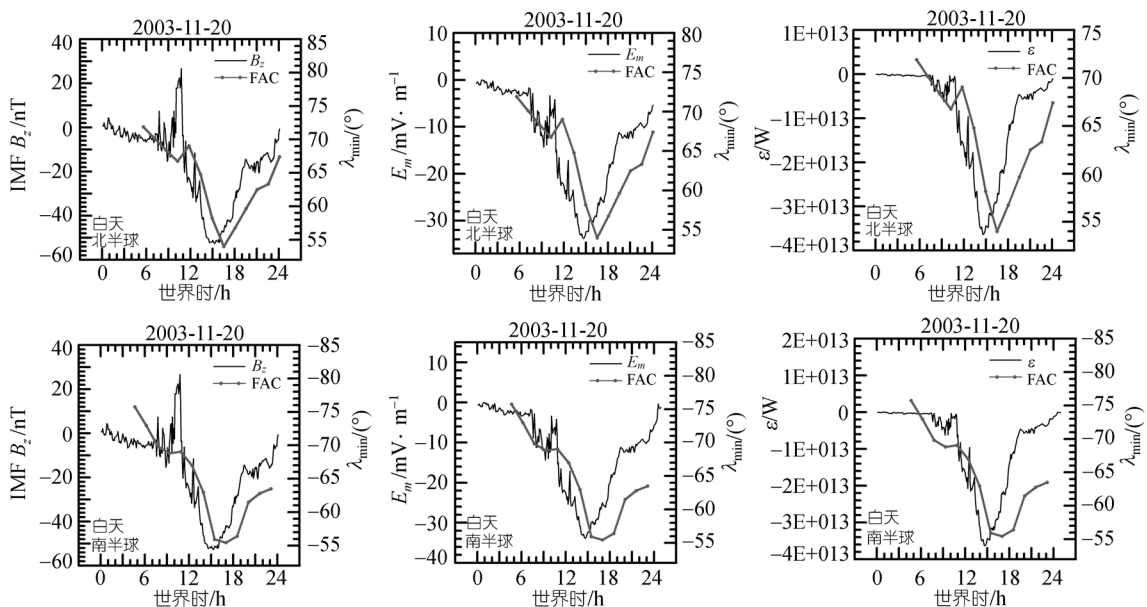


图 6 磁暴期间, 北(上)南(下)半球向阳侧场向电流最低磁纬 λ_{min} (粗线)以及行星际磁场 B_z (左)、重联电场 E_m (中)和 Akasofu 能量耦合函数 ε (右)随时间的变化

表1 向阳侧场向电流最低磁纬与行星际参数的互相关特性

	北半球			南半球		
	Min.Lat ~ B_z	Min.Lat ~ E_m	Min.Lat ~ ϵ	Min.Lat ~ B_z	Min.Lat ~ E_m	Min.Lat ~ ϵ
延迟时间/min	15	80	45	35	50	30
相关系数	0.95	0.96	0.98	0.93	0.97	0.97

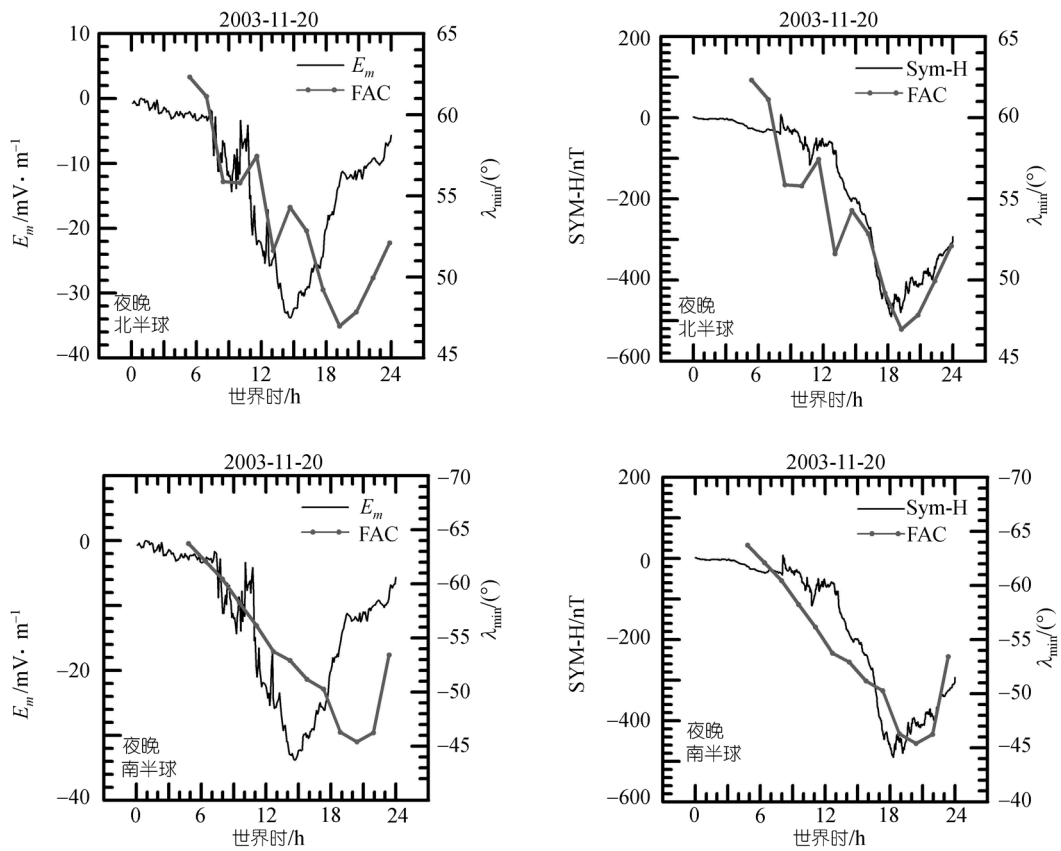


图7 磁暴期间, 北(上)南(下)半球背阳侧场向电流最低磁纬 λ_{min} (粗线)以及重联电场 E_m (左), Sym-H指数(右)的变化

表2 背阳侧场向电流最低磁纬与行星际参数和地磁指数的互相关特性

		Min.Lat ~ B_z	Min.Lat ~ E_m	Min.Lat ~ ϵ	Min.Lat ~ Sym-H
		北半球	延迟时间/min	185	205
	相关系数	0.79	0.88	0.83	0.85
南半球	延迟时间/min	155	180	180	0
	相关系数	0.83	0.93	0.88	0.91

与向阳侧相比, 背阳侧相应的相关性有所下降(尤以与 B_z 相关性下降为最), 但总的来说仍然具有较好的相关, 其中 FAC 最低纬度与重联电场 E_m 的相关系数最大, 南北半球分别为 0.93 和 0.88, 相应延迟时间为

180 和 205 min, 比向阳侧滞后约 130 min. 另一方面, 背阳侧场向电流最低纬度与地磁扰动场对称分量 Sym-H 之间在零延迟时间上有最大线性相关, 相关系数南半球为 0.91, 北半球为 0.85.

在强磁暴期间, 持续指向南的较强行星际磁场在向阳侧磁层顶与地球磁场发生重联, 引起极盖区的扩展, 导致极光椭圆带向赤道侧运动. 场向电流在某种程度上可以代表极光椭圆的纬度位置. 图 6, 7 和表 1 和 2 所显示的向阳侧和背阳侧场向电流最低纬度变化的差别表明, 向阳侧场向电流的纬度分布直接受太阳风与磁层相互作用的控制, 场向电流对 IMF B_z 变化响应的的时间尺度约 25 min, 而背阳侧场向电流向低纬的扩展对太阳风输入的响应有较长时间(约 3 h)的滞后, 但是与磁层环电流指数几乎同步变化, 说明背阳侧场向电流变化与环电流注入过程紧密联系.

4.2 场向电流分布纬度与南向 IMF B_z 大小的非线性关系

从白天场向电流所在纬度与 IMF B_z 的散点关系图(参见图 8)还看到, 对于南向 IMF B_z , 当 $B_z < -30$ nT 时, 场向电流所在最低纬度不再随 B_z 绝对值的增大而降低, 出现饱和状态; 这种饱和状态较早出现在北(冬季)半球.

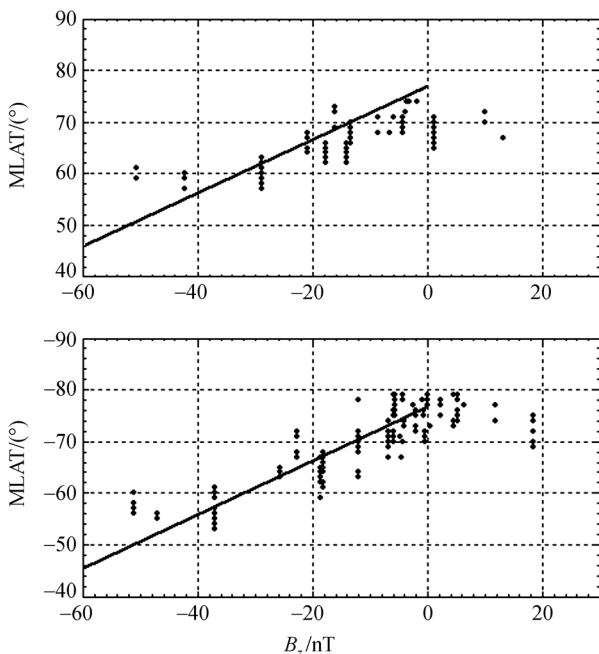


图 8 磁暴期间南北半球白天场向电流磁纬位置随行星际磁场 B_z 的变化

这与跨极盖电位在强南向行星际磁场条件下出现饱和的现象是否有内在联系尚有待研究.

4.3 场向电流的强度的行星际控制因素

已有研究^[25,26]显示, 南向行星际磁场条件下场向电流增强, 最强的场向电流发生在最强的南向 B_z 时. 我们的观测显示, 以峰值密度表征的场向电流的强度与行星际条件之间并非存在简单的关系.

我们计算场向电流(取绝对值)沿卫星轨道的线积分, 纬度范围统一限定为南北纬 $40^\circ \sim 80^\circ$, 以此作为场向电流的强度的另一个表征, 用 ΣFAC 表示, 考察它与行星际参数的关系. 计算了沿纬度积分的场向电流密度与 IMF B_z , 重联电场, 质子数密度以及太阳风动力学压强等之间的互相关函数, 结果表明, 沿纬度积分的场向电流密度与质子数密度和太阳风动力学压强 P_{sw} 紧密相关, 其中在白天与 P_{sw} 的最大线性相关系数约 0.82~0.83, 延迟时间为太阳风到达向阳侧磁层顶后约 20 min(北半球)至 60 min(南半球); 夜晚在南、北半球的相关系数分别为 0.75 和 0.68, 相应时间延迟为 25 min(北半球)至 165 min(南半球). 这表明在行星际诸参数中, 太阳风动力学压强和质子数密度比磁场对场向电流强度(沿纬度积分的场向电流密度)有更大的控制作用, 其中对向阳侧场向电流强度的控制更为直接. 参见图 9 和表 3.

5 总结

本文研究了一次超强磁暴期间, 在顶部电离层中, 大体沿正午-午夜经度圈全球大尺度场向电流时空分布特征, 及其与多种太阳风-磁层耦合参数以及磁层环电流指数的关系. 主要结果概括如下:

() 磁暴主相期间, 背阳侧强场向电流区域纬度范围扩展至 25° 以上, 并出现多达 10 片以上的多电流片结构.

() 场向电流最低纬度可达 $45^\circ MLat$ 或更低; 向阳侧场向电流向低纬的移动, 比较直接地受行星际磁场南向分量以及太阳风-磁层耦合参数(包括 Akasofu 能量耦合函数和重联电场)的控制; 夜间, 场向电流向赤道低纬的扩展滞后于白天, 其纬度变化与磁层环电流指数具有很好的同步相关.

() 对于较大的南向 IMF B_z , 向阳侧场向电流片低纬位置的降低出现饱和现象, 并且南(夏季)半球饱和纬度低于北(冬季)半球.

() 磁暴期间场向电流密度较平静期大大增强; 冬与夏半球不对称, 白天, 南(夏季)半球场向电流峰

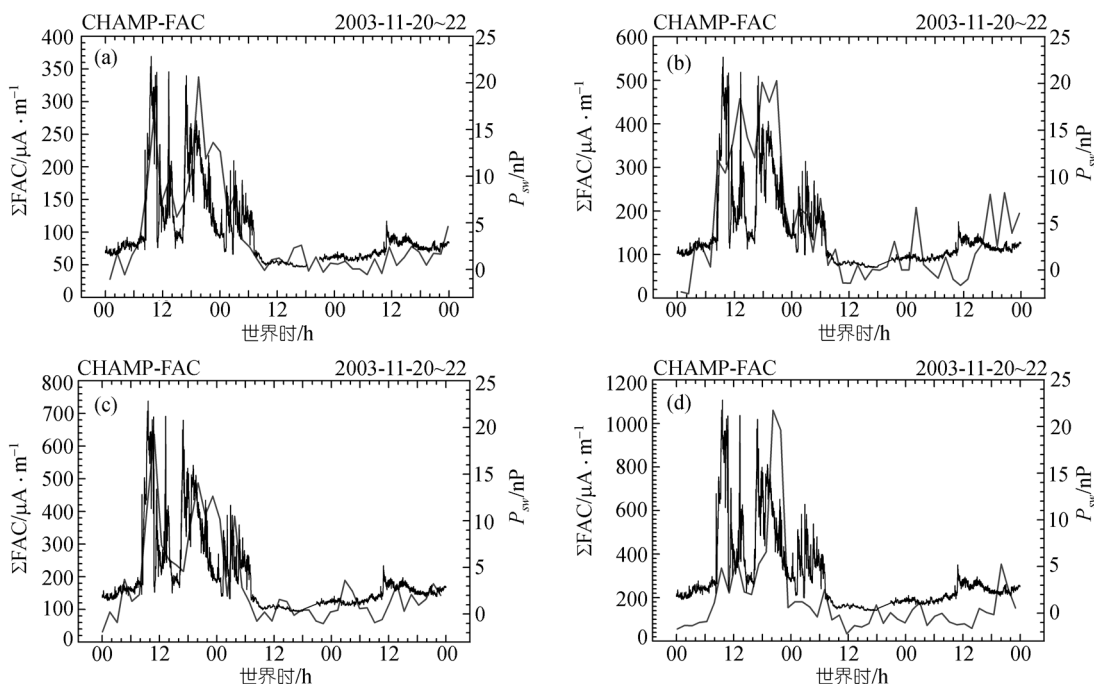


图 9 沿纬度积分的场向电流密度 $\Sigma F A C$ (浅色线) 与太阳风动力学压强 P_{sw} (深色线) 随时间的变化
(a) 北半球白天; (b) 北半球夜晚; (c) 南半球白天; (d) 南半球夜晚. 其中 ACE 卫星观测的太阳风动力学压强已经折算到磁层顶日下点处

表 3 积分场向电流与太阳风动力学压强和质子数密度的互相关特性

	太阳风动力学压强				太阳风质子数密度			
	白天时段		夜间时段		白天时段		夜间时段	
	北	南	北	南	北	南	北	南
延迟时间/min	20	60	25	165	20	60	25	165
相关系数	0.83	0.82	0.75	0.68	0.72	0.74	0.66	0.58

值密度比北(冬季)半球高约 2 倍。

() 首次发现沿纬度积分的场向电流密度主要受太阳风动力学压强而不是行星际磁场的控制。

致谢 本研究所用 CHAMP 卫星数据由德国地学研究中心提供, ACE 卫星数据和各种地磁指数由 ISTP 有关课题 PI 与工作人员通过国际互联网络提供, 在此一并表示衷心感谢; 本研究部分工作在德国地学研究中心完成, 受德国学术交流中心(DAAD)奖学金资助和国家自然科学基金重大项目(批准号: 40390150)资助。

参 考 文 献

- Zmuda A J, Martin J H, Heuring F T. Transverse magnetic disturbances at 1100 kilometers in the auroral region. *J Geophys Res*, 1966, 66: 5033—5045
- Kivenilson M G. The Current Systems of the Jovian Magnetosphere and Ionosphere and Predictions for Saturn. *Space Sci Rev*, 2005, 116(1-2): 299—318[DOI]
- Sergeev V A, Sauvaud J A, Reme H, et al. Sharp boundary between the inner magnetosphere and active outer plasma sheet. *Geophys Res Lett*, 2003, 30 (151799): doi: 10.1029/2003GL017095[DOI]
- Mauk B H, Zanetti L J. Magnetospheric electric fields and currents. *Rev Geophys* 1987, 25: 541—554
- Bythrow P, Potemra T, Zanetti L. Variation of the auroral Birkeland current pattern associated with the north-south component of the IMF. In: *Magnetospheric Currents*. Washington DC: AGU, 1984. 131—136
- Sato T, Walker R J, Ashour-Abdalla M. Driven magnetic reconnection in three dimensions—Energy conversion and field-aligned current generation. *J Geophys Res*, 1984, 89(1): 9761—9769
- Anderson H R, Vondrak R R. Observations of Birkeland currents at auroral latitudes. *Rev Geophys Space Phys*, 1975, 13: 243—262
- 焦维新, 肖佐, Russell C T. 地球内磁层场向电流的特征. *地球物理学报*, 1997, 40(4): 453—459
- Petrukovich A A, Baumjohann W, Nakamura R, et al. Cluster vision of

- the magnetotail current sheet on a macroscale. *J Geophys Res*, 2005, 110(A06204): doi:10.1029/2004 JA010825[DOI]
- 10 Daglis I. The role of magnetosphere-ionosphere coupling in magnetic storm dynamics. In: Tsurutani B T, Gonzalez W D, Kamide Y, et al, eds. *Geophysical Monograph 98-Magnetic storms*. Washington DC: AGU, 1997. 107—116
- 11 Fuller-Rowell T J, Codrescu M V, Roble R G, et al. How does the thermosphere and ionosphere react to a geomagnetic storm? In: Tsurutani B T, Gonzalez W D, Kamide Y, et al, eds. *Geophysical Monograph 98-Magnetic storms*. Washington DC: AGU, 1997. 203—226
- 12 Gonzalez W D, Tsurutani B T, Gonzalez C, et al. Interplanetary origin of geomagnetic storms. *Space Sci Rev*, 1999, 88 (3/4): 529—562[DOI]
- 13 Reigber C, Luehr H, Schwintzer P. CHAMP mission status. *Adv Space Res*, 2002, 30: 129—134[DOI]
- 14 Akasofu S I. Interplanetary energy flux associated with magnetospheric substorms. *Planet Space Sci*, 1979, 27: 425—431
- 15 Bythrow P, Potemra T A. The relationship of total Birkeland currents to the merging electric field. *Geophys Res Lett*, 1983, 10: 573—576
- 16 Gopalswamy N, Yashiro S, Michalek G, et al. Solar source of the largest geomagnetic storm of cycle 23. *Geophys Res Lett*, 2005, 32(L12S09): doi:10.1029/2004GL021639[DOI]
- 17 Wang H, Luehr H, Ma S Y. Solar zenith angle and merging electric field control of field-aligned currents: A statistical study of the southern hemisphere. *J Geophys Res*, 2005, 110(A03306): doi: 10.1029/2004JA010530[DOI]
- 18 Holme R, Olsen N, Rother M, et al. CO2-A CHAMP Magnetic Field Model. In: Reigber C, Luehr H, Schwintzer P, eds. *First CHAMP Mission Results for Gravity, Magnetic and Atmospheric Studies*. Berlin-Heidelberg: Springer, 2003. 220—225
- 19 Iijima T, Potemra T. Field-aligned currents in the dayside cusp observed by Triad. *J Geophys Res*, 1976, 81: 5971—5979
- 20 Luehr H, Warnecke J, Rother M K A. An algorithm for estimating field-aligned currents from single spacecraft magnetic field measurements: A diagnostic tool applied to Freja satellite data. *Geosci Remote Sens*, 1996, 34: 1369—1376[DOI]
- 21 Zanetti, L J, Baumjohann W, Potemra T A. Ionospheric and Birkeland current distributions inferred from the magsat magnetometer data. *J Geophys Res*, 1983, 88: 4875—4884
- 22 Fujii R, Fukunishi H, Kokubun S, et al. Field-aligned currents signatures during the March 13-14, 1989, great magnetic storm. *J Geophys Res*, 1992, 97: 10703—10715
- 23 Wilhelm J, Friss-Christensen E, Potemra T A. The relation between ionospheric and field-aligned currents in the dayside cusp. *J Geophys Res*, 1978, 83: 5586—5594
- 24 Weimer D R, Ober D M, Maynard N C, et al. Predicting interplanetary magnetic field (IMF) propagation delay times using the minimum variance technique. *J Geophys Res*, 2003, 108(A11026): doi: 10.1029/2002JA009405[DOI]
- 25 Iijima T, Potemra T. The amplitude distribution of field-aligned currents associated with substorms. *J Geophys Res*, 1978, 83: 599—615
- 26 Anderson B J, Takahashi K, Kamei T, et al. Birkeland current system key parameters derived from Iridium observations: Method and initial validation results. *J Geophys Res*, 2002, 107(A61079): doi: 10.1029/2001JA000080[DOI]

(2006-04-26 收稿, 2006-08-08 接受)