

# IMF 北向时太阳风粒子向磁层运输的 试验粒子模拟研究\*

赵明现

(中国气象局空间天气重点开放实验室/国家卫星气象中心(国家空间天气监测预警中心) 北京 100081)

(许健民气象卫星创新中心 北京 100081)

**摘要** 以 ACE 卫星实时观测数据驱动的全球磁流体模拟为背景场,选取 2003 年 10 月 22–24 日行星际磁场(IMF)持续北向的事件,使用试验粒子方法,对太阳风粒子向磁层运输的过程进行模拟研究,分析北向 IMF 下太阳风粒子注入磁层过程中粒子在磁层内的空间分布和时间演化特征。IMF 北向期间,进入环电流区域的粒子在晨侧区域的密度大于昏侧,且晨侧的粒子分布范围更广。背阳面磁鞘中的太阳风粒子可以通过低纬边界层进入磁层,但很难通过南北侧磁层顶进入磁层。进入磁尾的太阳风粒子聚集形成冷而密的等离子体片(CDPS),模拟中 CDPS 的空间分布和密度大小与观测数据符合。在 IMF 长时间北向期间,磁尾的粒子数量呈现随时间增长的趋势,并存在约 20 min 的小幅度准周期变化和约 5~6 h 的较大幅度的准周期变化。

**关键词** 太阳风,北向行星际磁场,磁层,试验粒子模拟

**中图分类号** P353

## Test Particle Simulation of Solar Wind Transport into the Magnetosphere during Northward IMF

ZHAO Mingxian

(Key Laboratory of Space Weather, National Satellite Meteorological Center (National Center for Space Weather),  
China Meteorological Administration, Beijing 100081)

(Innovation Center for FengYun Meteorological Satellite (FYSIC), Beijing 100081)

**Abstract** Using test particle method, with the background fields obtained from a global Magnetohydrodynamics (MHD) simulation driven by the ACE satellite observation data, the transport process of solar wind particles into the Earth's magnetosphere was simulated during a long-term northward Interplanetary Magnetic Field (IMF) event on 22–24 October 2003. The particle density distribution in the magnetosphere and the time evolution characteristics of the particles were analyzed and discussed. Dur-

\* 国家自然科学基金项目资助(42274217, 41774195)

2021-07-18 收到原稿, 2022-03-15 收到修定稿

E-mail: zhaomx@cma.gov.cn

ing the northward IMF, the particle density in the dawn-side ring current region is higher than that on the dusk side, and the radial range on the dawn side is wider. The magnetosheath particles on the tail side can transport into magnetosphere through the low-latitude boundary layer, but they are difficult to enter into magnetosphere through the north and south magnetopause. The solar wind particles transported into the nightside magnetosphere gather to form a Cold Dense Plasma Sheet (CDPS). The spatial scale and particle density of the CDPS obtained from the simulation are consistent with observations. During the long-term northward IMF period, the total number of particles in the magnetotail showed a trend of increasing over time. At the same time, there exists a weak quasi-periodic variation with a period of about 20 min and a strong quasi-periodic variation with a period of about 5~6 h.

**Key words** Solar wind, Northward IMF, Magnetosphere, Test particle simulation

## 0 引言

太阳风和行星际磁场(IMF)与地球内禀磁场相互作用,形成了向阳面被压缩、背阳面被拉伸的地球磁层。磁层中的等离子体主要有内外两个来源,内源为电离层,外源为太阳风<sup>[1]</sup>。一般来说,太阳风等离子体对磁层中的远地区域起支配作用,而来自电离层的粒子对磁层中的近地区域起主导作用<sup>[2,3]</sup>。

太阳风等离子体向磁层输运是太阳风-磁层相互作用的一个重要过程,对这个过程物理机制的探讨一直是一个重要的研究方向。Dungey<sup>[4]</sup>提出的磁场重联机制是目前普遍接受的一种理论,在向阳面磁层顶日下点发生磁场重联,从而剥离向阳面磁层中的磁力线,并将之拖向背阳面磁尾。日下点的磁场重联受IMF控制,IMF南向时的重联率要显著的高于IMF北向时<sup>[5]</sup>,此时太阳风粒子主要通过晨侧磁层顶直接进入磁层中的等离子体片和环电流区域<sup>[2]</sup>。在IMF北向期间,磁重联发生在高纬的南北极尖区背阳面一侧<sup>[6,7]</sup>,这个过程会在向阳面磁层中形成新的闭合磁力线,闭合磁力线携带太阳风粒子沉入磁层内部,并沿方位角方向往晨昏两侧形成低纬边界层(Low Latitude Boundary Layer, LLBL)。此外,IMF  $B_x$ 和 $B_y$ 在太阳风-磁层能量耦合过程中也起着重要的作用,同样条件下IMF径向时进入磁层的能量比IMF北向时要大<sup>[8]</sup>。

Axford和Hines<sup>[9]</sup>提出,太阳风与磁层顶侧面等离子体的黏性相互作用会在磁层中形成对流,从而使太阳风动量传入磁层内。这种机制不受IMF方向的影响,不过对太阳风向磁层的能量传输贡献并不大,

大概在10%~20%<sup>[10]</sup>。K-H不稳定(Kelvin-Helmholtz Instability, KHI)也是一种可能的传输机制。观测表明,在低纬的晨昏两侧,太阳风等离子体相对于磁层顶内的等离子体具有很高的速度,K-H波在边界层会形成局地的小尺度涡旋<sup>[11,12]</sup>。虽然具体的物理过程尚无定论,但是从卫星观测数据分析,在IMF北向时,磁尾晨昏两侧的KHI会导致磁鞘中的太阳风向磁层内的传输<sup>[13]</sup>。另外,磁鞘中的动力阿尔芬波也能让磁鞘等离子体进入磁层<sup>[14,15]</sup>,如果磁鞘中存在动量足够大的不均匀结构体,也可以直接穿过磁层顶进入磁层<sup>[16,17]</sup>。不同的传输机制之间并不互斥,在实际的物理过程中,可能同时起作用<sup>[18]</sup>。

试验粒子方法已经在空间物理和天文学中得到广泛的应用,常用于日地空间中粒子的起源、传播和损耗等过程的研究。试验粒子法需要给定背景场,包括电场和磁场等,通过跟踪单个或多个粒子的动力学过程,来研究复杂系统中的物理过程。由于不考虑试验粒子对背景场的反馈以及各试验粒子之间的相互作用,所以这个方法是不自洽的。但是在研究大尺度的复杂问题时,自洽模型会带来巨大的运算量,而作为统一阶近似的试验粒子方法足够研究很多粒子的动力学问题,是大尺度磁流体模拟的有益补充<sup>[19]</sup>。也可以在计算试验粒子轨道时,使用时间回推方法,研究粒子起源<sup>[20]</sup>。

试验粒子法又可以分为粒子轨道法、蒙特卡罗法等<sup>[19]</sup>,粒子轨道法通过单个粒子或一群粒子的运动轨道,来研究系统中的粒子输运过程,本文研究使用的是试验粒子轨道法。Speiser<sup>[21]</sup>使用试验粒子轨道法基于Dungey磁层模型研究了太阳风粒子向磁层电流

片中的输运和极光粒子的加速,但其使用的磁层背景场设定太过简化,与真实物理过程相去甚远。Delcourt<sup>[22]</sup>通过单粒子的轨道变化研究了磁层中氧离子在地磁亚暴期间的加速过程。Li等<sup>[23,24]</sup>研究亚暴期间能量粒子注入磁层的过程,Tang等<sup>[25]</sup>对磁暴期间能量粒子进入磁层做了数值模拟研究,这些研究着重于能量粒子,而不是能量较低的太阳风粒子。Moore等<sup>[2]</sup>使用四阶龙格库塔方法求解全洛伦兹方程,以LFM磁层模型的磁流体(MHD)模拟结果为背景场,研究了太阳风和极区电离层向磁层中的粒子输运特征,不过其所使用的MHD背景场是选择了IMF南向和北向两个时刻,是固定的背景场,此外该MHD模拟并未考虑地磁轴倾角的影响。Ding<sup>[3,26]</sup>使用试验粒子法模拟计算了太阳风粒子向磁层等离子体片的输运,背景场使用BATS-R-US的MHD模拟结果,背景场随时间变化且考虑了地磁倾角,不过MHD模拟使用的是人工设定的理想太阳风条件,并非实际观测得到的太阳风数据,另外粒子轨道的计算采用了引导中心近似,而引导中心近似方法得到的粒子运动轨迹与全洛伦兹方程相比会存在一定的误差<sup>[3]</sup>。Guo等<sup>[27]</sup>基于自主开发的磁层MHD模型和试验粒子法,研究了磁尾等离子体片的粒子注入机制,其中磁层背景是给定行星际条件下计算得到的稳态结果,通过对19600个粒子的追踪,讨论了一些典型的粒子运动轨迹。Cao等<sup>[28]</sup>研究了非磁暴期间IMF南向时太阳风粒子向磁层的注入,不过对IMF北向的情景,只讨论了单个粒子的运动轨道特征,没有做大规模粒子运动的模拟研究,而且使用的BATS-R-US磁层MHD模拟结果是理想太阳风状况下的稳态结果,不随时间变化。

本文以ACE卫星实时观测数据驱动的BATS-R-US全球MHD模拟为背景场,使用试验粒子法对北向IMF时太阳风粒子向磁层中的输运过程进行模拟,研究北向IMF时太阳风粒子注入磁层的过程以及粒子在磁层中的分布特征。

## 1 数值模拟方法

虽然使用固定的(或人工设定的随时间变化的)行星际参数驱动磁层MHD模型可以得到IMF北向

时的磁层状态<sup>[3,26,28]</sup>,但是使用卫星实时观测的太阳风和IMF参数作为驱动,并将磁倾角等参数设定为实际数值,得到的MHD模拟结果会更加接近实际情况。在2003年10月22—24日,有一次持续时间较长的北向IMF事件,ACE卫星观测的太阳风和IMF数据如图1所示。选用2003年10月22日00:00 UT作为太阳风-磁层MHD模拟的起始时间,每4 min保存一次MHD模拟结果。通过对空间进行三维插值,可以求得模拟区域内任意位置的MHD背景场参数,再通过线性时间插值,就可以得到一个随时间变化的太阳风-磁层相互作用的背景场。太阳风-磁层MHD数值模拟通过CCMC(Community Coordinated Modeling Center)\*实现,磁层模型选用BATS-R-US。

在研究磁层粒子分布时常以离子为对象,这是因为电子具有更复杂多样的起源机制,并且很难区分电子的来源<sup>[3]</sup>。太阳风中的离子主要是质子,所以本文以质子为追踪粒子,研究太阳风粒子向磁层输运的过程。带电粒子在行星际和磁层中的运动可以用以下洛伦兹方程来描述:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (1)$$

$$\mathbf{p} = \gamma m \mathbf{v}, \quad (2)$$

$$\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (3)$$

其中, $q$ 和 $m$ 为粒子电荷和质量, $\mathbf{v}$ 为粒子速度, $\mathbf{p}$ 为粒子动量, $\gamma$ 为洛伦兹因子, $c$ 为真空光速, $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{B}$ 分别为粒子所在位置的电场强度和磁感应强度,其之间满足 $\mathbf{E} = -\mathbf{v}_{\text{MHD}} \times \mathbf{B}$ ,这里 $\mathbf{v}_{\text{MHD}}$ 为磁流体速度。

在满足绝热近似的条件时,可以用引导中心近似的方法描述粒子的运动轨迹,这样可以将求解6个未知量的洛伦兹方程简化为求解4个未知量的引导中心近似方程,同时引导中心近似方法也使得求解时可以使用更大的时间步长,从而大大地降低运算量,但是与全洛伦兹方程相比,引导中心近似方法得到的粒子运动轨迹会存在一定的误差<sup>[3]</sup>,而且由于使用了绝热条件,所以并不能反映粒子的加热过程。本文选用4阶龙格库塔方法求解全洛伦兹方程以得到粒子运动轨迹,并使用变时间步长的方法,根据粒子的回旋周期,自动调整时间步长。时间步长的选择也会对粒子

\*<https://ccmc.gsfc.nasa.gov/>

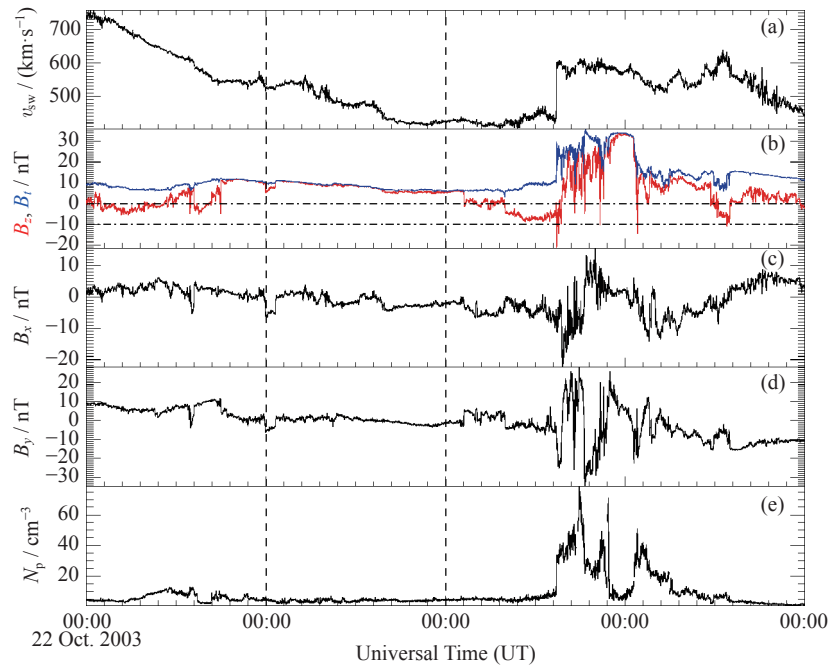


图1 2003年10月22–25日ACE卫星观测到的太阳风和IMF数据

Fig. 1 ACE satellite observation data on 22–25 October 2003

的运动轨迹造成影响。Ding<sup>[3]</sup>使用引导中心近似求解中,认为应该将时间步长设置为约1/10个回旋周期,对于全洛伦兹方法,则需要更小的步长。Peromian和EI-Alaoui<sup>[29]</sup>认为求解高能粒子的全洛伦兹方程时应该将步长设置为离子回旋周期的0.002倍。Birdsall和Langdon<sup>[30]</sup>认为时间步长应该设定为 $\varepsilon P/F$ ,其中 $P$ 为粒子动量, $F$ 为洛伦兹力, $\varepsilon$ 为一个预设很小的值<sup>[31]</sup>。Pulkkinen等<sup>[32]</sup>认为时间步长可以设定为粒子回旋周期的约1/180。

为了选择合适的时间步长,对单个粒子设定不同时间步长,比较其运动轨迹的差异。选择一个稳态的BATS-R-US模拟结果作为背景场,粒子初始位置位于磁层内部,坐标为 $(8.80, 0.04, 1.99)R_e$  ( $R_e$ 为地球半径)。粒子初始速度接近所在位置的磁流体速度 $(-228.4, 70.5, 206.8)\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。分别计算时间步长 $\Delta t$ 为 $(1/20)T$ ,  $(1/50)T$ ,  $(1/100)T$ ,  $(1/200)T$  ( $T$ 为质子所在位置的回旋周期)时质子的运动轨迹,质子位置坐标的存储时间间隔为1 s,质子运行轨迹如图2所示。 $\Delta t=(1/20)T$ 时,质子的轨迹与其他情况相比差异明显,其位置超出模拟区域的时间(逃逸时间)为30917 s。 $\Delta t=(1/50)T$ 时,运动轨迹与 $(1/100)T$ 相比在磁尾区域稍有差异,其逃逸时间为43898 s。 $\Delta t=(1/100)T$ 和 $\Delta t=(1/200)T$ 两种情况的质子运动轨迹

非常接近,其逃逸时间分别为44548 s和44352 s。综合考虑计算精度和计算量,在本文的大规模粒子模拟中,时间步长设定为 $(1/100)T$ 。

## 2 数值模拟结果

CCMC得到的太阳风-磁层MHD背景场使用的是非均匀网格,为了提高插值运算速度,先将所有时刻的背景场插值转换为间隔为 $1R_e$ 的均匀网格。背景场采用GSM坐标系,在 $x$ 方向的范围为 $(-80\sim 20)R_e$ ,在 $y$ 和 $z$ 方向的范围均为 $(-40\sim 40)R_e$ 。试验粒子数量为 $10^7$ 个,入射位置随机分布于 $x=19R_e$ 的平面上,粒子入射初始速度由观测数据插值计算得到,温度设定为10 eV,热速度满足麦克斯韦分布。初始时每秒入射 $10^4$ 个,后续逃逸出模拟区域的粒子放在入射位置重新注入模拟区域。由于每次入射的粒子数量会存在差异,所以对每次的入射粒子均会赋予一个权重系数,从而使得折算后的粒子密度接近于实际的太阳风粒子密度。权重系数的关系式为

$$W(t) = \frac{n(t) V(t) A}{N(t)}.$$

其中, $W(t)$ 为 $t$ 时刻入射粒子的权重系数, $n(t)$ 为 $t$ 时刻太阳风粒子数密度, $A$ 为入射位置的截面面积,

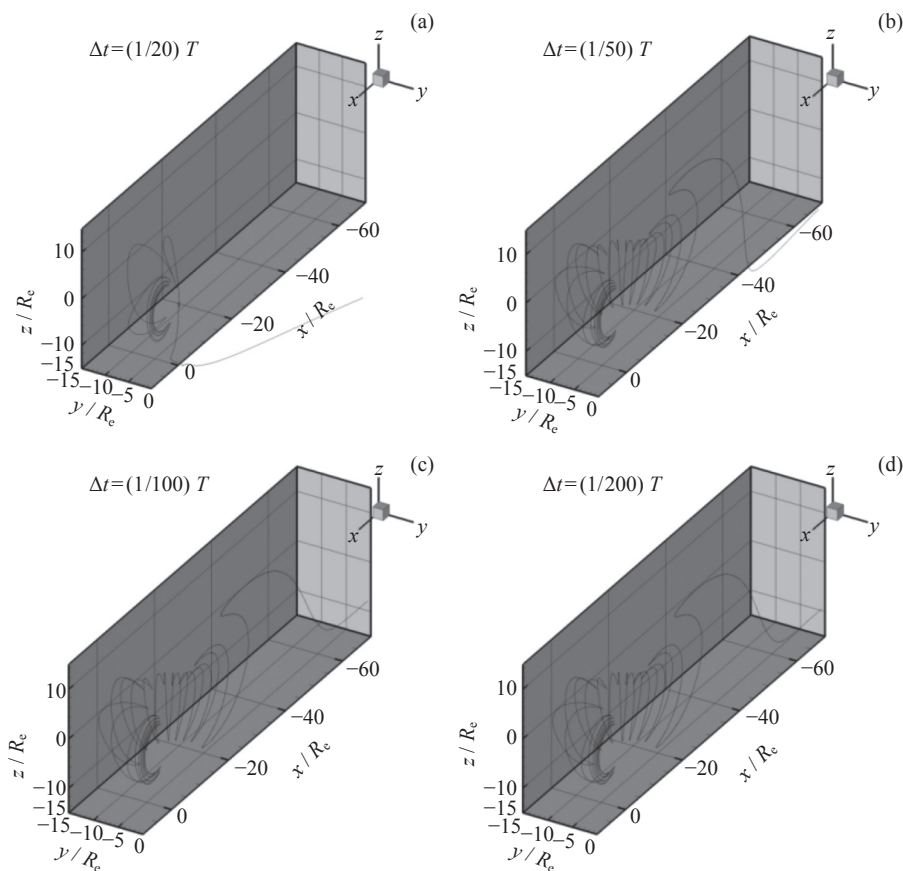


图2 使用不同时间步长计算得到的粒子运动轨迹

Fig. 2 Trajectories of a single particle using different settings of time step

$N(t)$ 为  $t$  时刻的入射粒子个数。

每隔 100 s, 输出一次试验粒子分布的计算结果。将模拟区域内的每个粒子, 按其权重系数和粒子所在网格中的位置与网格顶点的距离, 线性分配给网格的 8 个顶点。每个格点周围的粒子对其贡献之和, 即为该点处的粒子数密度。

## 2.1 与观测数据的对比

为验证模拟结果中粒子分布情况, 将模拟结果与 Geotail 卫星观测结果进行对比。由于 Geotail 卫星在 10 月 22—23 日处于本文设定的模拟区域之外 (GSM 坐标  $x > 20 R_e$ ), 所以只能比较 24—25 日期间卫星进入模拟区域的结果。IMF 长时间北向是在 23 日, 与 Geotail 观测数据的比较无法获取 IMF 北向期间的信息, 但模拟结果与观测结果的对比依然有助于确定模拟结果的可信度。

如图 3 所示, 图 3(a) 为 Geotail 卫星观测的低能粒子 (Low Energy Particle) 数密度, 图 3(b) 为粒子模拟结果中 Geotail 卫星所处位置的粒子数密度,

图 3(c) 为 Geotail 卫星在 GSM 坐标系中的  $x$  坐标位置。

太阳风粒子从模拟区域的边界 ( $x = 20 R_e$  处) 进入模拟区域, 首先进入的是弓激波上游的太阳风区域, 模拟结果中粒子密度比较稳定。太阳风进入磁鞘后, 粒子密度有明显的增强和波动。最后在磁层内部, 粒子密度相比磁鞘区域显著降低。观测数据的粒子密度比模拟结果要大数倍, 这主要是因为本文的模拟粒子数量有限所致, 另外, 模拟中只计算了质子, 未考虑其他粒子的影响。Geotail 的观测数据存在一些缺失, 但是其变化趋势与模拟结果基本吻合, 表明本文的模拟结果能够反映太阳风-磁层相互作用过程中粒子的分布情况。

## 2.2 太阳风粒子在磁层中的三维分布

在 IMF 北向期间, 太阳风粒子可以通过多种机制和途径进入内磁层和磁尾区域<sup>[18]</sup>, 由于 IMF 北向时的太阳风进入近地磁尾并未经过显著的加热加速过程, 所以与 IMF 南向时相比, 在磁尾中的等离子体

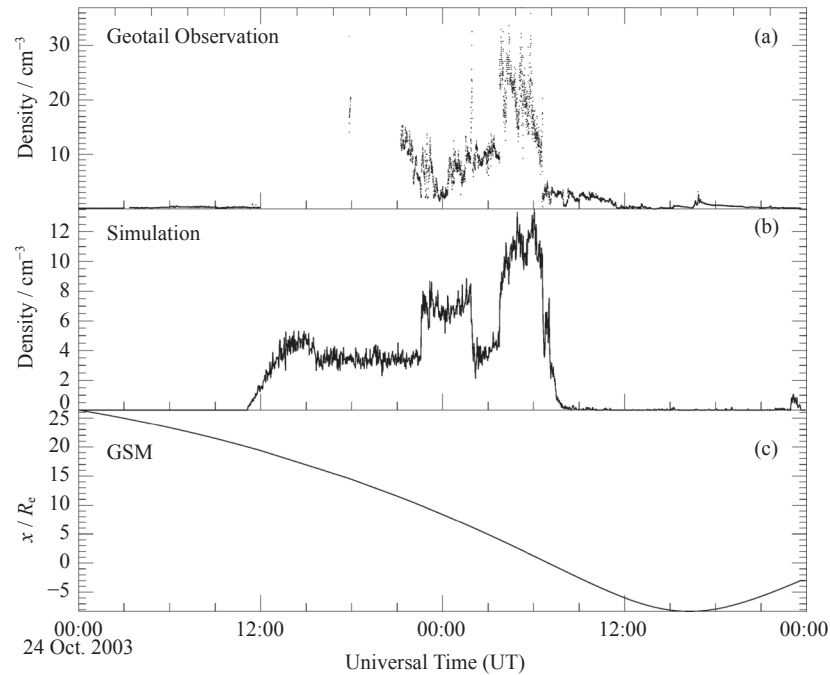


图3 Geotail 卫星观测粒子密度与模拟结果对比

Fig. 3 Comparison between the particle density observed by Geotail and that from our simulation

片温度偏低, 密度偏高, 从而形成冷而密的等离子体片(Cold Dense Plasma Sheet, CDPS)<sup>[33]</sup>。在模拟时间  $t = 66600$  s, 对应物理时间为 2003 年 10 月 22 日 18:30 UT 左右, 此时是长时间 IMF 北向的起始阶段, 进入磁层的太阳风粒子密度分布如图 4 所示(图中磁层顶位置是通过流线方法识别得到的<sup>[34]</sup>, 弓激波位置是利用磁流体速度突变为判定标准识别得到的)。此时进入磁层中的粒子数量较少, 进入磁层的粒子主要分布在南北极尖区和环电流区域。在磁层顶附近, 越靠近磁尾, 越过磁层顶进入磁层的太阳风粒子越多, 不过这些粒子主要分布在磁层顶内侧附近, 很难深入磁层内部。

再选取模拟时间为 170000 s 的模拟结果, 对应物理时间为 2003 年 10 月 23 日 23:13 UT 左右, 此时 IMF 长时间的北向过程已经快要结束, 太阳风粒子在磁层中的三维密度分布如图 5 所示。与 IMF 北向起始阶段不同, 此时已经有大量的太阳风粒子分布在磁层内部, 南北极尖区和环电流区域的粒子数显著增多, 在磁尾区域, 出现了粒子聚集区。为了更清晰分析磁层内部粒子密度分布, 取  $xy$ ,  $xz$ ,  $yz$  三个截面进行分析。

图 6 为图 5 所示的赤道截面, 由于考虑了磁倾角, 所以地球赤道面与 GSM 坐标的  $xy$  平面并不重

合, 为了便于观察近地磁层中的粒子分布, 选取的截面接近赤道面。在晨昏两侧的磁层顶内, 均有太阳风粒子的注入。等离子体片晨昏两翼中低能粒子密度的增加由磁鞘粒子注入引起<sup>[35,36]</sup>, 粒子可以穿越侧翼的磁层顶进入, 也可以通过极尖区进入磁层。Sorathia 等<sup>[37]</sup>认为通过侧翼磁层顶的 KH 涡旋进入磁层的粒子在晨昏两侧的分布是对称的, 而通过极尖区进入磁层的粒子表现出晨昏不对称性, 进入晨侧等离子体片的粒子要多于昏侧。图 6 中磁尾等离子体片靠近磁层顶位置的晨昏两翼存在晨昏不对称, 晨侧粒子密度要大于昏侧, 这与 Wing 等<sup>[36]</sup>的统计结果相符。近地空间的环电流区域捕获了大量的太阳风粒子, 在地球赤道面形成完整的环状分布。环电流区域的粒子分布也表现出晨昏不对称性, 晨侧粒子分布更宽, 这可能是由于晨向电场与向阳面磁层内离子的西向漂移共同作用产生的<sup>[37]</sup>, Yao 等<sup>[38]</sup>统计结果表明晨侧磁层顶附近的动理学阿尔芬波能量要高于昏侧, 这也可以导致晨侧穿越磁层顶进入磁层的粒子比昏侧多。

子午面( $xz$ )中粒子密度分布如图 7 所示, 图 7 中可以清晰分辨出弓激波和磁层顶的位置, 尤其是北侧磁层顶边界清晰, 说明从北侧磁层顶进入磁层的粒子极少。南侧磁层顶内侧有少量粒子分布, 特别是在远

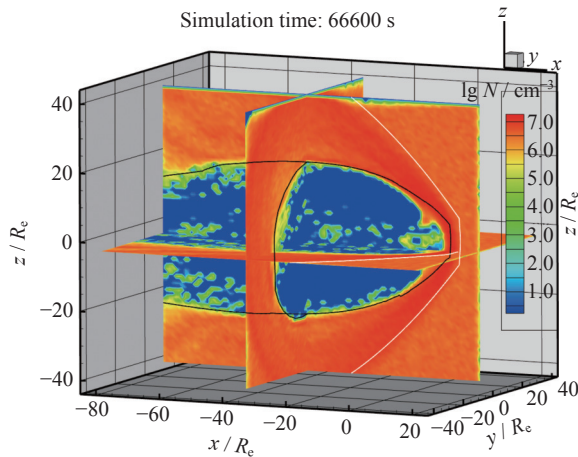


图4 太阳风粒子在磁层中的三维密度分布 (黑色实线为磁层顶位置, 白色实线为弓激波位置)

Fig. 4 Three dimensional density distribution of solar wind particles in magnetosphere (Black solid lines mark the location of magnetopause, and the white solid lines mark the location of bow shock)

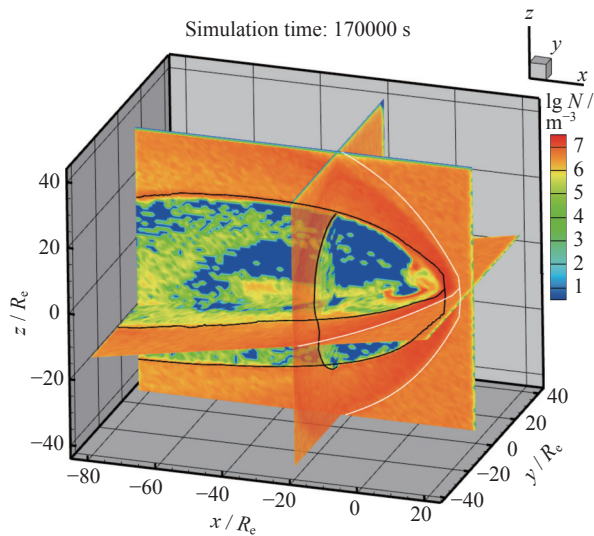


图5 太阳风粒子在磁层中的三维密度分布

Fig. 5 Three dimensional density distribution of solar wind particles in magnetosphere

磁尾区域,说明有少量粒子可以通过南侧磁层顶进入磁层,这种南北两侧磁层顶的差异可能是受地磁偶极倾角的影响。观察南北极尖区中的粒子密度,南半球的极尖区中粒子密度更高,说明太阳风粒子更容易进入南半球极尖区,这也与地磁偶极倾角有关<sup>[3]</sup>。

在磁尾  $-15 R_e < z < 5 R_e$ ,  $x > -50 R_e$  的区域,存在粒子聚集区,也就是长时间 IMF 北向时,在磁尾

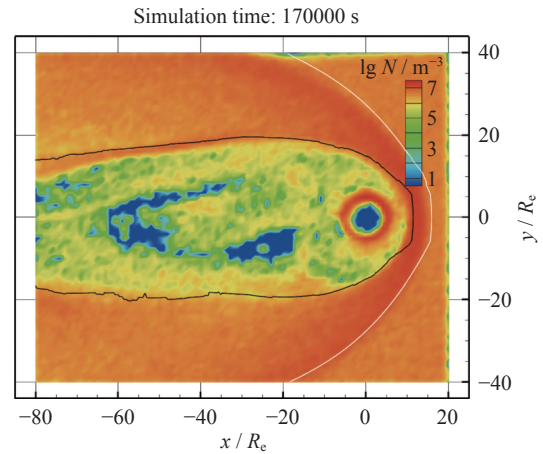


图6 太阳风粒子在  $xy$  平面的密度分布

Fig. 6 Density distribution of solar wind particles in  $xy$  plane

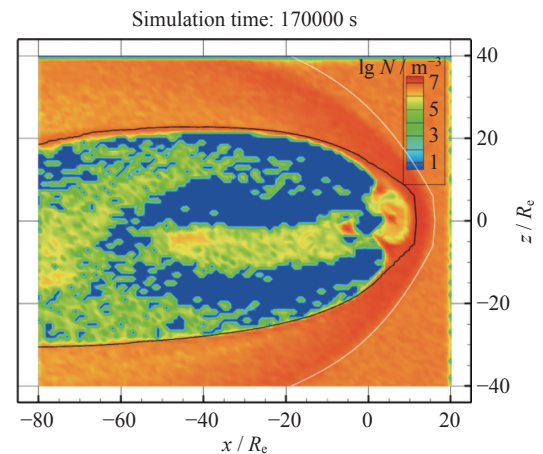


图7 太阳风粒子在  $xz$  平面的密度分布

Fig. 7 Density distribution of solar wind particles in  $xz$  plane

形成的冷而密等离子体片。Bai 等<sup>[33]</sup>统计 CDPS 事件主要分布在  $x < -10 R_e$  的区域, Li 等<sup>[39]</sup>认为大部分的 CDPS 观测位于  $x > -30 R_e$  的近地区域, Terasawa 等<sup>[40]</sup>认为北向 IMF 时磁尾粒子密度增加发生在  $-50 R_e < x < -15 R_e$  的区域,这与图7中的分布范围基本符合。同时也注意到,在  $x \approx -75 R_e$  附近,存在另一个粒子密度较大的区域。

CDPS 事件的基本特征为粒子密度较大 ( $> 1 \text{ cm}^{-3}$ ), 10月22日 IMF 北向持续 3 h 后, Cluster 卫星观测到粒子密度达到  $1.5 \text{ cm}^{-3}$ , 在这个水平维持了约 30 h, DMSP 观测到此期间的粒子密度平均为  $2 \sim 3 \text{ cm}^{-3}$ <sup>[41]</sup>。图7中磁尾等离子体片区域密度较大处的  $\lg N$  略大

于 6, 也即粒子密度略大于  $1 \text{ cm}^{-3}$ 。虽然密度最大的区域满足 CDPS 对密度的要求, 但是与观测数据相比还是略小, 这是因为模拟中的粒子数量较少所致, 虽然采取了给粒子赋予权重的方法, 但与实际观测相比, 还存在粒子数量偏少的问题。

图 8 所示为磁尾  $x = -20 R_e$  处  $yz$  平面内的粒子密度分布。磁尾南北尾瓣粒子分布极少, 位于赤道附近的低纬边界层增厚, 这与 Sckopke 等<sup>[42]</sup>的结果相一致。LLBL 区域的粒子密度也比较高,  $\lg N$  可达到  $6 \sim 6.5 \text{ cm}^{-3}$  左右, 也即粒子密度在  $1 \sim 3 \text{ cm}^{-3}$  左右。Ding<sup>[3]</sup> 计算得到 IMF 北向期间 LLBL 密约为  $3.2 \text{ cm}^{-3}$ , 而观测结果一般在  $0.1 \sim 10 \text{ cm}^{-3}$ , 均与本文的计算结果吻合。除了赤道附近的 LLBL, 还存在一个从左上(北-晨侧)到右下(南-昏侧)的粒子分布结构。Guo 等<sup>[43]</sup> 分析认为, 在 IMF 北向时, 磁尾横断面会出现显著的由北-晨侧和南-昏侧指向磁层内部的粒子流, 可以用来解释 IMF 北向时磁鞘粒子对等离子体片更高的注入效率。

### 2.3 磁尾粒子数量的时间演化

太阳风粒子进入磁层的过程并不是一个稳态的过程, 粒子进入磁层的速率也不是一成不变的。在长时间的 IMF 北向期间, 磁尾电流片中的粒子总数也应该随时间有所变化, 为了研究磁尾粒子数量的变化情况, 简单划定一个长方体形状的区域 ( $-40 R_e < x <$

$-10 R_e$ ,  $-15 R_e < y < 15 R_e$ ,  $-10 R_e < z < 10 R_e$ ), 分析其中粒子平均密度和最大密度值随时间的演化特征。如图 9 所示, 图 9(a) 为磁尾划定区域内的粒子平均密度, 图 9(b) 为区域内粒子密度最大值。起始时间为 IMF 长时间北向的开始 ( $t = 66600 \text{ s}$ , 22 日 18:30 UT), 结束时间为 IMF 长时间北向结束 ( $t = 181800 \text{ s}$ , 24 日 02:30 UT) 的时刻, 竖虚线为前文分析三维密度分布所使用的时刻 ( $t = 170000 \text{ s}$ )。

粒子平均密度变化曲线中, 可以看到在大部分时间都存在一个幅度较小的准周期性变化, 周期大约为 20 min, 在平均密度曲线没有剧烈变化时比较明显。最大密度值曲线变化趋势与平均密度曲线相仿, 不过由于密度最大值存在较大的偶然性, 所以曲线抖动比较明显。Sorathia 等<sup>[37]</sup> 分析了约 1 h 的粒子注入速率, 发现晨昏侧翼的粒子注入存在约几分钟的短时变化, 极尖区注入的粒子存在约 8 min 的准周期变化。粒子平均密度存在的约 20 min 的短时变化特征, 可能跟磁层顶晨昏两翼以及南北极尖区等的注入机制存在短周期变化有关, 是多种机制共同作用的结果。

从两个曲线都可以看出, 在 IMF 长时间北向期间, 磁尾区域粒子数量存在持续增加的趋势, 在这个趋势上, 平均密度曲线还存在一个幅度较大的准周期变化, 周期约为 5 ~ 6 h。这表明, 在 IMF 长时间北向期间, 磁尾等离子体片中的粒子并不是处于稳定状态的, 而是可能存在一种从聚集到释放, 然后再聚集的循环过程。

## 3 结论

以 ACE 卫星实时观测数据驱动的 BATS-R-US 全球 MHD 模拟作为背景场, 选取 2003 年 10 月 22—24 日的长时间 IMF 北向事件, 使用试验粒子法对太阳风粒子向磁层运输的过程进行模拟研究, 分析讨论北向 IMF 时太阳风粒子注入磁层的过程以及粒子在磁层中的分布和时间演化特征。

使用全洛伦兹方程对粒子轨道进行求解, 并选用变时间步长的方法, 根据粒子的回旋周期, 自动调整时间步长。通过对比分析几种不同的时间步长取值对粒子运动轨迹的影响, 综合考虑求解精度和运算量, 最终选用时间步长为回旋周期的 1/100。将一千万个粒子从磁层外太阳风上游随机选择位置入射进入模拟区域, 跑出模拟区域的粒子重新回到入射位

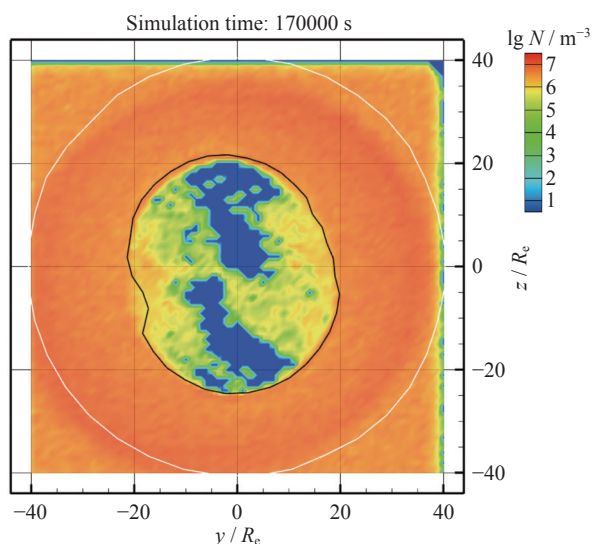


图 8 太阳风粒子在  $x = -20 R_e$  处的  $yz$  平面的密度分布

Fig. 8 Density distribution of solar wind particles in  $yz$  plane at  $x = -20 R_e$

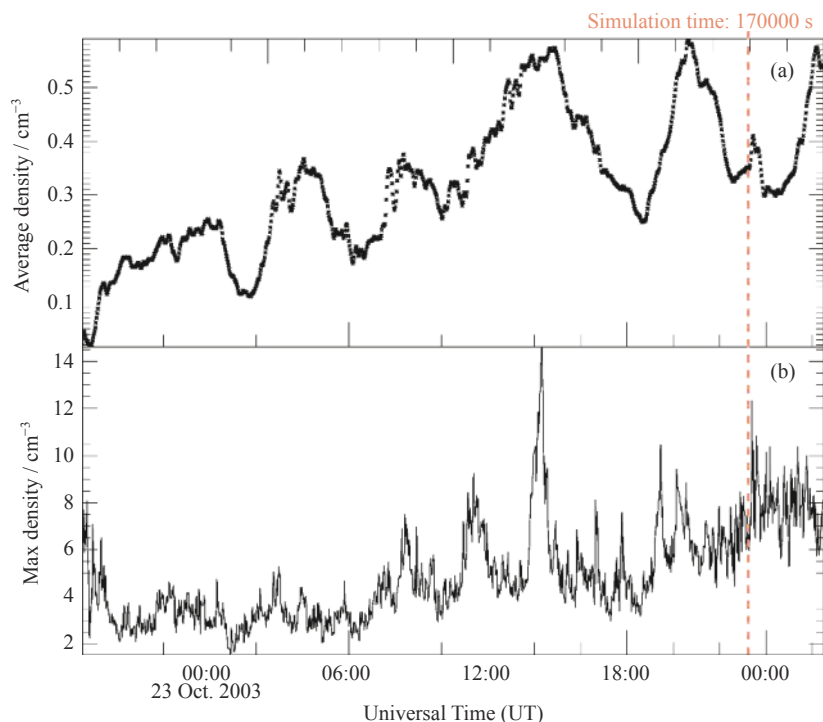


图9 磁尾选定区域 ( $-40 R_e < x < -10 R_e$ ,  $-15 R_e < y < 15 R_e$ ,  $-10 R_e < z < 10 R_e$ ) 内的粒子平均密度和密度最大值在 IMF 北向期间随时间的变化

Fig. 9 Variation of total particle average density and particle max density maximum during northward IMF in the selected magnetotail region ( $-40 R_e < x < -10 R_e$ ,  $-15 R_e < y < 15 R_e$ ,  $-10 R_e < z < 10 R_e$ )

置,使得模拟区域内一直保持一千万粒子的规模。模型中粒子密度与 Geotail 卫星观测数据具有一致的变化趋势,表明模拟结果可以反映太阳风-磁层相互作用中的粒子分布情况。

在 IMF 长时间北向的初期,进入磁层的粒子数量较少,主要分布在环电流区域和南北极尖区。IMF 长时间持续北向后,不仅南北极尖区和环电流区域的粒子数量大量增加,在磁尾也聚集了大量的粒子。磁尾等离子体片粒子密度分布存在晨昏不对称,晨侧粒子密度高于昏侧;环电流区域的粒子分布也存在晨昏不对称,在晨侧粒子分布的范围更广。磁尾南北侧磁层顶边界清晰,南北尾瓣粒子密度极小,而低纬边界层区域粒子密度大,表明磁鞘中的太阳风粒子基本不会通过南北磁层顶进入磁层,低纬边界层是磁鞘粒子进入磁层的一个主要通道。

长时间的 IMF 北向使得太阳风粒子进入磁层并积累在磁尾,形成了冷而密的等离子体片。磁尾等离子体片的粒子聚集区在  $x > -50 R_e$ ,  $-15 R_e < z < 5 R_e$  的区域,粒子密度略大于  $1 \text{ cm}^{-3}$ ,达到了 CDPS 事件的标准。在磁尾存在从北-晨侧向南-昏侧的粒子

密度分布结构,这与 IMF 北向时,磁鞘粒子向磁层的注入增强有关。

本文分析了磁尾一个指定区域内的粒子数随时间的演化特征。在 IMF 长时间北向期间,磁尾粒子数量呈现出明显的增长趋势,并存在约 20 min 的小幅度准周期变化和约 5~6 h 的较大幅度的准周期变化。小幅度的短时变化可能是由粒子注入机制存在短周期变化引起,较大幅度的长周期变化则表明磁尾等离子体片中的粒子并不是稳态的,而是应该存在一种从聚集到释放,然后再聚集的循环过程。

**致谢** ACE 数据由 ACE SWEPAM 仪器团队和 ACE 科学中心提供。模拟结果由位于戈达德太空飞行中心的 CCMC (<http://ccmc.gsfc.nasa.gov>) 提供。BATS-R-US 模型由密歇根大学空间环境建模中心 (CSEM) Tamas Gombosi 博士等开发。Geotail 等离子体数据由 Saito Y 通过日本宇宙科学研究所的数据档案和传输系统 (DARTS) 提供。

## 参考文献

- [1] WILLIAMS D J. Considerations of source, transport, ac-

- celeration/heating and loss processes responsible for geomagnetic tail particle populations[J]. *Space Science Reviews*, 1997, **80**(1): 369-389
- [2] MOORE T E, FOK M C, CHANDLER M O, *et al.* Plasma sheet and (nonstorm) ring current formation from solar and polar wind sources[J]. *Journal of Geophysical Research*, 2005, **110**(A2): A02210
- [3] DING L. Test particle simulations of global transport in earth's magnetosphere[D]. Alberta: University of Alberta, 2006
- [4] DUNGEY J W. Interplanetary magnetic field and the auroral zones[J]. *Physical Review Letters*, 1961, **6**(2): 47-48
- [5] NEWELL P T, SOTIRELIS T, LIOU K, *et al.* A nearly universal solar wind-magnetosphere coupling function inferred from 10 magnetospheric state variables[J]. *Journal of Geophysical Research*, 2007, **112**(A1): A01206
- [6] SONG P, RUSSELL C T. Model of the formation of the low-latitude boundary layer for strongly northward interplanetary magnetic field[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1992, **97**(A2): 1411-1420
- [7] PITOUT F, ESCOUBET C P, TAYLOR M G G T, *et al.* Overlapping ion structures in the mid-altitude cusp under northward IMF: signature of dual lobe reconnection?[J]. *Annales Geophysicae*, 2012, **30**(3): 489-501
- [8] LU J Y, ZHANG H X, WANG M, *et al.* Energy transfer across the magnetopause under radial IMF conditions[J]. *The Astrophysical Journal*, 2021, **920**(1): 52
- [9] AXFORD W I, HINES C O. A unifying theory of high-latitude geophysical phenomena and geomagnetic storms[J]. *Canadian Journal of Physics*, 1961, **39**(10): 1433-1464
- [10] KIVELSON M G, RUSSELL C T. Introduction to Space Physics[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1995
- [11] NEWELL P T, ONSAGER T. Earth's Low-Latitude Boundary Layer[M]. Washington DC: American Geophysical Union, 2003
- [12] HASEGAWA H, FUJIMOTO M, TAKAGI K, *et al.* Single-spacecraft detection of rolled-up Kelvin-Helmholtz vortices at the flank magnetopause[J]. *Journal of Geophysical Research*, 2006, **111**(A9): A09203
- [13] HASEGAWA H, FUJIMOTO M, PHAN T D, *et al.* Transport of solar wind into Earth's magnetosphere through rolled-up Kelvin-Helmholtz vortices[J]. *Nature*, 2004, **430**(7001): 755-758
- [14] CHASTON C, BONNELL J, MCFADDEN J P, *et al.* Turbulent heating and cross-field transport near the magnetopause from THEMIS[J]. *Geophysical Research Letters*, 2008, **35**(17): L17S08
- [15] LIN Y, JOHNSON J R, WANG X Y. Three-dimensional mode conversion associated with kinetic Alfvén Waves[J]. *Physical Review Letters*, 2012, **109**(12): 125003
- [16] LEMAIRE J, ROTH M. Penetration of solar wind plasma elements into the magnetosphere[J]. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 1978, **40**(3): 331-335
- [17] ARCHER M O, HORBURY T S. Magnetosheath dynamic pressure enhancements: occurrence and typical properties[J]. *Annales Geophysicae*, 2013, **31**(2): 319-331
- [18] WING S, JOHNSON J R, CHASTON C C, *et al.* Review of solar wind entry into and transport within the plasma sheet[J]. *Space Science Reviews*, 2014, **184**(1): 33-86
- [19] MARCHAND R. Test-particle simulation of space plasmas[J]. *Communications in Computational Physics*, 2010, **8**(3): 471-483
- [20] ASHOUR-ABDALLA M, EL-ALAOUI M, PERROOMIAN V, *et al.* Ion sources and acceleration mechanisms inferred from local distribution functions[J]. *Geophysical Research Letters*, 1997, **24**(8): 955-958
- [21] SPEISER T W. Particle trajectories in a model current sheet, based on the open model of the magnetosphere, with applications to auroral particles[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1965, **70**(7): 1717-1728
- [22] DELCOURT D C. Particle acceleration by inductive electric fields in the inner magnetosphere[J]. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 2002, **64**(5/6): 551-559
- [23] LI X L, BAKER D N, TEMERIN M, *et al.* Simulation of dispersionless injections and drift echoes of energetic electrons associated with substorms[J]. *Geophysical Research Letters*, 1998, **25**(20): 3763-3766
- [24] LI X L, SARRIS T E, BAKER D N, *et al.* Simulation of energetic particle injections associated with a substorm on August 27, 2001[J]. *Geophysical Research Letters*, 2003, **30**(1): 1004
- [25] TANG Pengju, XU Ronglan, WANG Chi. Simulation on the penetration of energetic particles into the magnetosphere[J]. *Chinese Journal of Space Science*, 2008, **28**(4): 283-287 (唐鹏举, 徐荣栏, 王赤. 能量粒子进入磁层的数值模拟研究[J]. *空间科学学报*, 2008, **28**(4): 283-287)
- [26] LI D, MARCHAND R, KABIN K, *et al.* Modeling Solar Wind particles transport into the Plasma Sheet with test particle simulation[EB/OL]. (2005-03-31)[2022-11-02]. [http://lucid.igpp.ucla.edu/lessons/ess265/2005/7th-ISSS/CONTENTS/DATA\\_PDF/P-2-36.PDF](http://lucid.igpp.ucla.edu/lessons/ess265/2005/7th-ISSS/CONTENTS/DATA_PDF/P-2-36.PDF)
- [27] GUO Jiuling, SHEN Chao, LIU Zhenxing. Simulation and comparison of particles entering the plasma sheet under northward and southward IMF conditions[J]. *Chinese Science Bulletin*, 2012, **57**(34): 3295-3300 (郭九苓, 沈超, 刘振兴. IMF北向与南向时地球磁尾等离子片粒子注入机制[J]. *科学通报*, 2012, **57**(34): 3295-3300)
- [28] CAO Xin, LÜ Jianyong, YANG Zhiliang, *et al.* Trajectory method of 3D test particles in global transport in magnetosphere[J]. *Chinese Journal of Space Science*, 2013, **33**(3): 240-249 (曹鑫, 吕建永, 杨志良, 等. 三维试验粒子轨道法在磁层粒子全球输运中的应用[J]. *空间科学学报*, 2013, **33**(3): 240-249)
- [29] PERROOMIAN V, EL-ALAOUI M. The storm-time access

- of solar wind ions to the nightside ring current and plasma sheet[J]. *Journal of Geophysical Research*, 2008, **113**(A6): A06215
- [30] BIRDSALL C K, LANGDON A B. Plasma Physics Via Computer Simulation[M]. Boca Raton: CRC Press, 1991
- [31] SORATHIA K A, MERKIN V G, UKHORSKIY A Y, *et al.* Energetic particle loss through the magnetopause: a combined global MHD and test-particle study[J]. *Journal of Geophysical Research*, 2017, **122**(9): 9329-9343
- [32] PULKKINEN T I, TSYGANENKO N A, FRIEDEL R H W. The Inner Magnetosphere: Physics and Modeling[M]. Washington DC: American Geophysical Union, 2005. DOI: 10.1029/GM155
- [33] BAI S C, SHI Q Q, TIAN A M, *et al.* Spatial distribution and semiannual variation of cold-dense plasma sheet[J]. *Journal of Geophysical Research*, 2018, **123**(1): 464-472
- [34] PALMROTH M, PULKKINEN T I, JANHUNEN P, *et al.* Stormtime energy transfer in global MHD simulation[J]. *Journal of Geophysical Research*, 2003, **108**(A1): 1048
- [35] FUJIMOTO M, TERASAWA T, MUKAI T, *et al.* Plasma entry from the flanks of the near-Earth magnetotail: Geotail observations[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1998, **103**(A3): 4391-4408
- [36] WING S, NEWELL P T. 2 D plasma sheet ion density and temperature profiles for northward and southward IMF[J]. *Geophysical Research Letters*, 2002, **29**(9): 1307
- [37] SORATHIA K A, MERKIN V G, UKHORSKIY A Y, *et al.* Solar wind ion entry into the magnetosphere during northward IMF[J]. *Journal of Geophysical Research*, 2019, **124**(7): 5461-5481
- [38] YAO Y, CHASTON C C, GLASSMEIER K H, *et al.* Electromagnetic waves on ion gyro-radii scales across the magnetopause[J]. *Geophysical Research Letters*, 2011, **38**(9): L09102
- [39] LI W H, RAEDER J, DORELLI J, *et al.* Plasma sheet formation during long period of northward IMF[J]. *Geophysical Research Letters*, 2005, **32**(12): L12S08
- [40] TERASAWA T, FUJIMOTO M, MUKAI T, *et al.* Solar wind control of density and temperature in the near-Earth plasma sheet: WIND/GEOTAIL collaboration[J]. *Geophysical Research Letters*, 1997, **24**(8): 935-938
- [41] OIEROSET M, RAEDER J, PHAN T D, *et al.* Global cooling and densification of the plasma sheet during an extended period of purely northward IMF on October 22-24, 2003[J]. *Geophysical Research Letters*, 2005, **32**(12): L12S07
- [42] SCKOPKE N, PASCHMANN G, HAERENDEL G, *et al.* Structure of the low-latitude boundary layer[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1981, **86**(A4): 2099-2110
- [43] GUO Jiuling, SHEN Chao, LIU Zhenxing. Simulation of the cross sections of the magnetotail and particle transferred into the plasma sheet under north- and southward IMF conditions[J]. *Chinese Science Bulletin*, 2014, **59**(4/5): 345-350 (郭九苓, 沈超, 刘振兴. MHD模拟磁尾横断面结构与太阳风粒子注入机制[J]. *科学通报*, 2014, **59**(4/5): 345-350)