Draft version March 24, 2023年 使用
AASTeX631 默认样式排版的 LaTeX

arXiv:2303.13268v1 [astro-ph.SR] 23 Mar 2023

日球层中宇宙射线反质子的调制：一个太阳活动周期的模拟

O.P.M. Aslam [1] M.S. Potgieter [1,2] Xi Luo (罗熙) [1] and M.D. Ngobeni [3]

[1] *Shandong Institute of Advanced Technology (SDIAT)*

250100 Jinan, Shandong Province
People's Republic of China
[2] *Institute for Experimental and Applied Physics (IEAP)*
Christian-Albrechts-University in Kiel24118 Kiel, Germany
[3] *Centre for Space Research, North-West University*
2520 Potchefstroom, South Africa

摘要

利用成熟的三维数值模型，重现了 PAMELA 和 AMS 在2006年7月至2019年11月期间对银河宇宙射线质子的精确测量结果。随后，将得到的调制参数用于模拟同一时期宇宙反质子的调制。这段时期包括：2009年前后调制极小期、2012年至2015年（包括太阳磁场极性反转）的调制极大期，以及2020年调制再次接近极小期的阶段。除局部星际谱外，质子与反质子的调制差异仅在于电荷符号及其导致的漂移模式。质子通量最低值出现在2014年2月至3月，而模拟反质子通量最低值则出现在2015年3月至4月。利用这些模拟通量，可预测质子与反质子比随刚度的变化趋势。这些比值的变化趋势有助于在很大程度上阐明太阳活动周期各个差异显著阶段中日球层调制对电荷符号的依赖现象。通过展示所谓的滞后回线，进一步重申并强调了这一点。文中还说明了在这一漫长时期内，平行和垂直平均自由程以及漂移尺度如何随刚度变化。研究发现，漂移尺度在极性反转期处于最低水平，而平均自由程的最低值出现在2015年3月至4月。

关键词：粒子天体物理学 (96) — 宇宙射线 (329) —日球层(711)— 太阳活动周期 (1487) — 宁静太阳 (1322)

1. 引言

由于太阳活动周期不断变化且复杂多样，日球层中电荷符号依赖调制的发生程度和范围一直令人困惑。缺乏对相反电荷符号的银河宇宙射线（GCR）进行连续、长期、高精度且覆盖较宽刚度范围的观测，更使这一问题难以厘清。尤其是，2006年部署了太空实验PAMELA（反物质、物质探索与轻核天体物理载荷（Adriani 等，2017年）以及2011年在国际空间站部署了AMS（阿尔法磁谱仪（Aguilar等，2021a）之后，这一情况发生了显著变化。在这些任务之前，尤利西斯号任务曾观测到电荷符号依赖调制（Heber等，1999年，2002，2003），它首次在高日球纬度区域探测日球层，覆盖了两个太阳活动极小期和一个太阳活动极大期，但无法分别测量电子和正电子；参见 https://sci.esa.int/web/ulysses 以及Heber & Potgieter （2006）对银河宇宙射线观测的综述；Heber （2013）。两项旅行者号任务也无法区分电子和正电子，但极大地增进了我们对日球层外部区域及其边界的认识，探测范围从终止激波（TS）延伸至日球层顶（HP）；旅行者号穿越日球层顶时，首次直接测量了可视为各种银河宇宙射线粒子的极局部星际谱（VLIS）的能谱（Stone等，2013年，2019年；Cummings等，2016年），另见 https://voyager.jpl.nasa.gov/。然而，这些报告的极局部星际谱并不包括

正电子和反质子的能谱。关于旅行者号观测以及其他相关银河宇宙射线观测的最新综述，参见Rankin 等人（2022年）；关于PAMELA电荷符号依赖观测各方面的概要，例如参见Boezio 等人（2017年）；Di Felice 等人（2017年）；Munini 等人（2017年）。

即使对于 PAMELA 和 AMS 任务而言，要在短时间间隔内、较宽的刚度范围内测量正电子谱，尤其是反质子谱，仍是一项艰巨的工作。因此，对于这些特定银河宇宙线在多个太阳活动周期内的长期调制，我们的认识尚不及对质子及大多数其他银河宇宙线的认识。不过，数值调制模型已经相当完善，可轻松用于研究这些粒子的长期调制。Aslam 等人Aslam 等人(2019年) 对正电子开展了此类研究，探讨了正电子局域星际谱应如何假设，以及长期调制中究竟应采用哪些调制参数。沿用他们的方法，我们首先模拟质子能谱，然后研究从一个太阳活动极小期到下一个太阳活动极小期期间反质子的调制，其中包括太阳磁场方向反转的时期。我们得出了有启发性的结果，有助于就完整太阳活动周期内电荷符号依赖性的程度得出结论。为此，我们采用了 PAMELA 报告的银河质子测量数据，并结合 AMS 的数据，覆盖 2006年7月至2019年11月期间（Adriani 等人 2013a；Aguilar 等人 2018；Martucci 等人 2018）。

接下来，我们将介绍具体目标、所采用的长期观测数据、调制建模方法及所作假设、模型本身、质子和反质子的数值解（结果），以及在所述时段内计算得到的相应通量比。

2. 目标与观测

我们的首要目标是模拟并再现地球处的银河宇宙射线质子能谱。我们采用了以下数据：2006年7月至2011年5月期间按卡林顿自转周期取平均的能谱（Adriani 等人 2013a），以及2010年1月至2014年2月期间的能谱（Martucci 等人 2018），这些数据由 PAMELA 在 80 兆电子伏至 50 吉电子伏的动能范围内测得。有关 PAMELA探测器及其任务的详细介绍，参见例如 Adriani 等人 (2017）。有记录以来测得的最高质子能谱由Adriani 等人 (2013a报告，测量时间为2009年末。关于这一点，另请参见 Potgieter 等人 (2014）；Krainev等人 (2021年）。

我们还采用了 AMS 于2011年5月至2017年5月期间的质子能谱（BR 2426–2506），该数据由 Aguilar 等人 (2018) 发布；同时也采用了2011年5月至2019年11月期间的质子能谱（BR 2426–2540），该数据由 Aguilar 等人 (2021b) 发布。对于后一个时段（截至2019年11月），我们根据报告的日分辨率测量，在1–100吉伏的刚度范围内计算双周区间平均值。有关 AMS实验的详细说明，参见例如 Aguilar 等人 (2021a)。结合2006年7月至2019年11月期间 AMS 和 PAMELA 的质子能谱，我们获得了超过13年的质子能谱数据，并以此为基础开展由观测驱动、以数据为依据的模拟。

我们的第二个目标是模拟上述时段对应的反质子调制。为此，我们将数值模型在重现整组质子能谱时得到的所有调制参数原样用于模拟完全相同 BR 的反质子能谱。日球层中质子与反质子调制的唯一差异在于二者的漂移模式：在同一极性相位内，漂移方向相反；当然，二者的局部星际光谱也不同，相关内容将在第 4.2 节讨论。

第三个目标是利用模拟得到的质子和反质子能谱，计算它们在不同刚度值下的比值，以确定这些比值随时间的变化。本文研究了所述时段内 1.0 - 1.16 吉伏范围内质子通量随时间的详细变化。这有助于深入了解在太阳活动周期截然不同的阶段中，粒子漂移以及由此产生的电荷符号依赖调制如何随时间演变。

3. 太阳活动代理指标

太阳活动持续变化的特性（Usoskin2013；Hathaway2015）使银河宇宙线的调制呈现出11年的时间依赖性。太阳的磁场在每个太阳活动极大期都会改变方向，因此银河宇宙线的调制呈现出明显的22年周期。在此背景下，太阳磁场的“极性”被称为正（$A > 0$），表示磁力线在太阳北半球向外、在南半球向内。当磁力线转为在南半球向外、在北半球向内时，其“极性”则称为负（$A < 0$）。例如，在正极性阶段，通常认为正电荷银河宇宙线主要（但并非仅）经由日球层极区向地球漂移，而负电荷银河宇宙线则主要经由日球层赤道区域向内漂移。随后，它们会遇到波状日球电流片（HCS）。相关综述可参见：Heber (2013）；K´ota (2013) 和 Potgieter (2014、2017)。

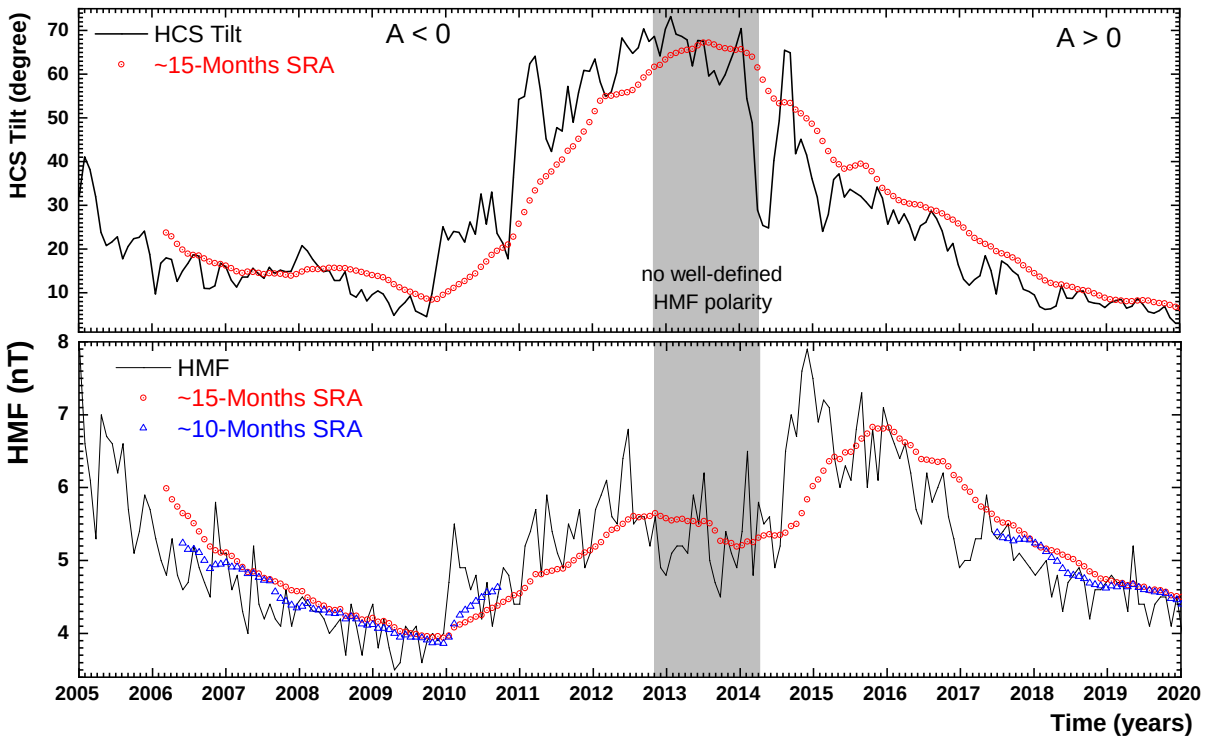


图1. 下图：地球处观测到的日球磁场（HMF）强度，按巴特尔斯自转周（BR）取平均，数据改编自 http://omniweb.gsfc.nasa.gov，涵盖2005年1月至2019年12月（BR 2340至2542），以实线表示；同时显示 ∼15个月（17个BR）的滑动平均值，以红色圆圈表示，以及 ∼10个月（11个BR）的滑动平均值，以蓝色圆圈表示。上图：日球层电流片（HCS）的倾斜角（α），按卡林顿自转（CR）取平均，数据改编自 http://wso.stanford.edu/，涵盖相同时间段（CR 2025至2226），以实线表示，同时显示 ∼15个月（17个CR）的滑动平均值，以红色圆圈表示。阴影部分表示磁场极性未明确定义的时段（2012年11月至2014年3月），此期间周期由 $A < 0$ 转换为 $A > 0$。

在第24太阳周期间，从 $A < 0$ 到 $A > 0$ 的转变发生于2012年11月至2014年3月。这种反转被认为是一个相对缓慢的过程，完成这一过程需要 ∼16 个月，参见 Sunet al. (2015年)。在我们的建模中，我们将此次反转视为一个时期：太阳北半球和南半球的极性均未明确定义。

通过使用日球电流片（HCS）的倾斜角，α，以及地球处日球层磁场（HMF）的强度，B，作为外部参数，将与时间（太阳）相关的活动引入模型；两者都被认为是太阳活动水平变化的良好代理指标。在图1中，上图展示了 α 从2005年1月至2019年12月的变化，该数据取自http://wso.stanford.edu/，并按卡林顿自转取平均；图中还给出了数值模型中采用的计算所得 ∼15个月（17个自转周）滑动平均值。下图中，地球处观测到的 B按巴特尔斯自转（BR）取平均，数据来自http://omniweb.gsfc.nasa.gov，并与数值模型中采用的计算所得∼15 个月（17个BR）滑动平均值以及 ∼10 个月（11个BR）滑动平均值一同展示。这些平均值反映了假定的相关实体从地球传播至日球层顶（HP）所需的传播时间。对于日球层磁场，在2006年7月至2010年10月的太阳活动极小期，以及2017年8月至2019年11月期间，当平均 α 低于 20°时，采用 ∼10个月平均值；其他时期则采用 ∼15个月平均值。Potgieter 等人(2015年)；Aslam 等人(2019年、2021年) 对在我们的建模方法中选择这些滑动平均值作为太阳活动代理指标的做法进行了说明和讨论。

模型中另一个随时间变化、与太阳活动相关的特征，是太阳风速度在全球尺度上的日纬度依赖性。根据尤利西斯号的观测，假设在太阳活动极小期，它会从赤道平面上的 430 km s^{-1}变化到$^{-1}$ 极区的 750 km s，参见 McComas

等(2002);Heber& Potgieter(2006。随着太阳活动周期逐渐趋近极大期，这种纬度依赖性在极区逐渐减弱，降至 450 km s^{-1} ，此时 α 为 65° 或更高。

内日鞘的宽度会影响地球处调制后的银河宇宙线强度（Vos&Potgieter2016）。正如Richardson & Wang （2011）根据旅行者2号的测量结果所报告的那样，太阳风动压的变化会使终止激波向内或向外移动，从而改变内日鞘的宽度。模型除了纳入终止激波的这种动态特性外，还考虑了 α 和日球磁场强度的变化；类似方法可参见Langner & Potgieter （2004、2005）；Manuel 等人（2014）。模型中，终止激波的位置从88天文单位逐渐变化至80天文单位（2006年7月至2009年12月），随后逐渐回升，到2014年4月至5月恢复至88天文单位，之后再逐渐下降，到2019年年中降至78天文单位；参见 Vos & Potgieter （2016）的图3。假设呈球形的日球层顶距太阳的径向距离为122 天文单位。

4. 建模方法

进入日球层后，银河宇宙线受到太阳风向外对流、膨胀太阳风导致的绝热减速、沿湍流日球磁场及横穿湍流日球磁场的扩散，以及全球日球磁场中的梯度漂移、曲率漂移和日球电流片漂移。这些过程会改变银河宇宙线的微分强度，其变化取决于能量（刚度）、日球层中的位置和时间（太阳活动）。我们将所有这些调制过程纳入一个完整的三维（3D）数值模型，模拟银河宇宙线在日球层内的输运，从而计算地球至日球层顶不同径向距离处的银河宇宙线微分强度，以及地球处刚度范围为 10 MV–70 GV 的能谱。局部星际光谱作为初始条件（未调制能谱）设定在日球层顶。对于日球层顶之外预测的微弱调制（例如 Scherer 等人(2011年);Luo 等人 (2015年)所模拟的情况，本文不予考虑。

4.1. 调制模型

该模型基于帕克输运方程的数值解（Parker 1965），该方程遵循描述带电粒子在大尺度和小尺度涨落磁场中运动的基本输运方程（TPE），并对粒子传播的俯仰角和相位角取平均，同时假设银河宇宙线近似各向同性。对于日球层，该 TPE 可描述为：

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\vec{V}_{sw}\cdot\nabla f - \langle\vec{v}_D\rangle\cdot\nabla f + \nabla\cdot(\mathbf{K_s}\cdot\nabla f) + \frac{1}{3}(\nabla\cdot\vec{V}_{sw})\frac{\partial f}{\partial \ln p} \tag{1}$$

其中， $f(\vec{r},p,t)$ 为全向银河宇宙线分布函数，p 为动量，t 为时间， $\vec{r}$ 为三维矢量位置。若 P 为粒子刚度，则微分强度表示为 $P^2f(p^2f)$。该方程右侧所示的前两项分别表示由速度为（$\vec{V}_{sw}$）的膨胀太阳风引起的向外对流，以及平均粒子漂移速度 $\langle\vec{v}_D\rangle$（对俯仰角平均的导引中心漂移速度），即由日球磁场的梯度、曲率和波状日球层电流片引起的粒子漂移。第三项表示由对称扩散张量 $\mathbf{K_s}$ 描述的空间扩散。当 TPE 以日心球坐标系表示时，三个坐标 r、 θ 和 ϕ 分别表示径向距离、极角和方位角。在该坐标系中，地球位于赤道平面的 1 天文单位处， $\theta = 90^\circ$。

为求解 TPE，需要指定该张量中与扩散相关的六个元素： K_{rr}、 $K_{r\phi}$、 $K_{\theta\theta}$、 $K_{\phi r}$和 $K_{\phi\phi}$。这五个扩散系数以平行于和垂直于 HMF方向的扩散表示如下：

$$K_{rr} = K_{\parallel}\cos^2\psi + K_{\perp r}\sin^2\psi. \tag{2}$$

$$K_{\theta\theta} = K_{\perp\theta}. \tag{3}$$

$$K_{\phi\phi} = K_{\perp r}\cos^2\psi + K_{\parallel}\sin^2\psi. \tag{4}$$

$$K_{\phi r} = (K_{\perp r} - K_{\parallel})\cos\psi\sin\psi = K_{r\phi}. \tag{5}$$

例如，这意味着有效径向扩散系数 K_{rr} 是平行扩散系数（$K_{\parallel}$）和径向垂直扩散系数（$K_{\perp r}$）的组合，其中 ψ 为背景HMF的螺旋角； $K_{\theta\theta} = K_{\perp\theta}$ 是极向上的有效垂直扩散系数； $K_{\phi\phi}$ 描述方位方向上的有效扩散， $K_{\phi r}$ 描述 ϕr-平面内的扩散。

方程1 右侧的第四项表示绝热能量变化，其取决于$\vec{}$ $\vec{}$的散度符号 V_{sw}。若 $\nabla\cdot V_{sw} > 0$，则会发生绝热能量损失，这也是日球层大部分区域的情况，

但日球层鞘内部或许是例外，我们假设 $\nabla \cdot \vec{V}_{sw} = 0$；另见Langner 等人(2006)。对于质子、反质子和银河宇宙线同位素的调制能谱，低刚度下绝热能量变化占主导；有关这一过程的示例，参见Moraal 和 Potgieter(1982)；Strauss 等人(2011)。

漂移速度可写为：

$$\langle \vec{v}_D \rangle = \nabla \times K_D \frac{\vec{B}}{B}, \tag{6}$$

其中 K_D 为广义漂移系数，且 B 为日球磁场矢量，其大小为 B。当将方程 1 改写为不显式表示漂移速度的形式时，传播张量将取代扩散张量，此时必须添加四个元素来描述梯度漂移和曲率漂移： $K_{r\theta}$、 $K_{\theta r}$、 $K_{\theta\phi}$和 $K_{\phi\theta}$。根据传播张量的这些元素，漂移速度的三个分量（径向、极向和方位方向）可表示为：

$$\langle \vec{v}_D \rangle_r = -\frac{A}{r\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}(\sin\theta K_{\theta r}), \langle \vec{v}_D \rangle_\theta = -\frac{A}{r}\left[\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\phi}(K_{\phi\theta}) + \frac{\partial}{\partial r}(rK_{r\theta})\right], \langle \vec{v}_D \rangle_\phi = -\frac{A}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}(K_{\theta\phi}), \tag{7}$$

其中， A 为表示日球磁场极性的常数。本质上，它决定了带电粒子的漂移方向：

$$A = +1(qA > 0); A = -1(qA < 0), \tag{8}$$

其中 q 为粒子的电荷符号。

显然，日球磁场的几何形状和大小对于调制过程十分重要，尤其是在涉及粒子漂移的情况下。我们从 Parker （1958）所描述的简单日球磁场开始：

$$\vec{B} = B_0 A\left[\frac{r_0}{r}\right]^2 (\hat{e}_r - \tan\psi\hat{e}_\phi), \tag{9}$$

其中$\hat{e}_r$ 和$\hat{e}_\phi$ 为径向和方位方向上的单位矢量； B_0 为位置r_0处日球磁场的大小，在我们的方法中假定该位置为地球所在处，并且

$$\tan\psi = \Omega\frac{(r - r_\odot)}{V_{sw}}\sin\theta, \tag{10}$$

其中， $r_\odot$ 为太阳半径（0.005 au），Ω 为太阳的平均角旋转速度（2.66×10^{-6} rad s^{-1}）。该帕克日球磁场的大小为

$$B = B_0\left[\frac{r_0}{r}\right]^2\sqrt{1 + (\tan\psi)^2}. \tag{11}$$

然而，正如Smith &Bieber(1991) 所提出的，这种日球磁场经过了修正。他们指出，磁场螺旋的缠绕程度相对原始帕克理论的预测更紧密。他们认为，太阳的差异旋转会产生较小的方位向磁场分量，从而使较大径向距离处的螺旋角增大。他们提出了相应的修正，使日球磁场的螺旋角表达式变为：

$$\tan\psi = \frac{\Omega(r - r_b)\sin\theta}{V_{sw}(r,\theta)} - \frac{rV_{sw}(r_b,\theta)}{r_b V_{sw}(r,\theta)}\left(\frac{B_T(r_b)}{B_R(r_b)}\right) \tag{12}$$

其中， $B_T(r_b)/B_R(r_b)$是在靠近太阳表面的位置 r_b 处，磁场方位分量与径向分量之比。有研究认为，在位置 $r_b = 20r_\odot$处，该比值 $B_T(r_b)/B_R(r_b) \approx$ -0.02。若将 $r_\odot = 0.005$ au 作为太阳半径，则数值 $r_b = 20r_\odot$ 和比值 $B_T(r_b)/B_R(r_b) =$ -0.02 是决定日球磁场修正的常数。该修正保留了 Parker 磁场的基本几何结构（以及 $\nabla \cdot \vec{B} = 0$），但使其强度向日球层极区逐渐减弱，从而实质上降低了日球层极区粒子漂移的有效性。从调制建模的角度看，这种修正的动机由 Potgieter（2013）、Potgieter 等人（2015）以及 Potgieter 和 Vos（2017）讨论。Raath 等人（2015）详细讨论并说明了该修正与银河宇宙线调制的相关性及其影响。

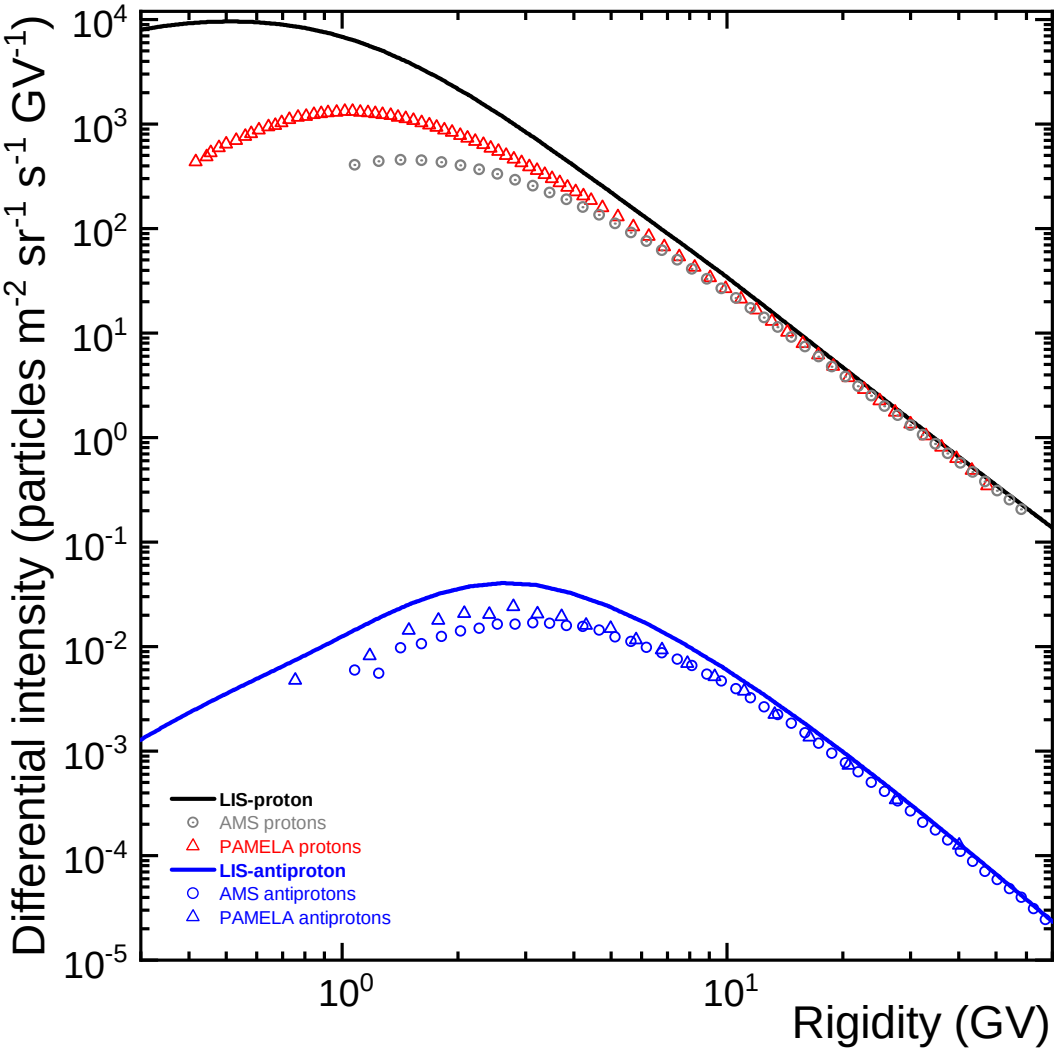


图2。 日球层顶（122 天文单位）处极局部星际谱（VLIS）随刚度的变化：银河宇宙线质子对应黑色实线，数据来源于 Bisschoff 等人(2019年)；反质子对应蓝色实线，数据来源于 Potgieter 等人(2021年)。地球处的观测数据以三角形表示：红色三角形为PAMELA质子数据，取2006年7月至2010年1月的平均值（Adriani 等人 2013a）；蓝色三角形为同一时期PAMELA反质子的平均值（Adriani 等人 2013b）；蓝色圆形为2011年5月至2015年5月AMS反质子的平均值（Aguilar 等人 2016），灰色圆形为同一时期AMS质子数据（Aguilar 等人 2018）。

本模型所用的三个扩散系数（$K_{\parallel}$、$K_{\perp r}$、$K_{\theta\theta}$）和漂移系数（K_D）的函数形式见第 5.1 节，并在那里加以讨论。Potgieter 等人（2014，2015）详细介绍了本文所用模型的整体特征，例如球坐标下完整 TPE 的表达式；全球太阳风结构的表达式分别见其方程 12 和 5。Raath 等人（2016）给出了本文采用的波状日球层电流片的表达式。Potgieter 等人（2015）以及 Potgieter 和 Vos（2017）也讨论了相关细节；Aslam 等人（2019，2021）、Corti 等人（2019）和 Ngobeni 等人（2020，2022）应用了相同或类似的模型。Potgieter（2014，2017）和 Potgieter 等（2021）全面回顾了这种建模方法以及银河宇宙线全球调制的基础理论。与以往的应用一样，我们继续假设系统处于稳态，因此该模型并不适合研究银河宇宙线瞬变事件，Aslam 等人（2021）对此作了解释；所采用的交替方向隐式（ADI）数值方法在加入第五个数值维度时不稳定

纳入数值格式中（即三个空间维度、一个能量依赖维度和一个时间依赖维度）。若使用全部三个空间维度，就必须舍弃时间依赖性。对于具有完整时间依赖性的三维模拟，唯一的替代方案是采用基于随机微分方程（SDE）的数值模型；这是一种与调制研究截然不同的方法，参见 Kopp 等（2012）；Dunzlaff 等（2015）；Luo 等（2019，2020）；Song 等（2021）；Shen 等（2021）及其参考文献。多年来，基于交替方向隐式数值格式的许多二维时变建模结果已陆续发表，例如 le Roux 与 Potgieter（1992，1995）；Ferreira 等（2003）；Langner 与 Potgieter（2004，2005）；Ngobeni 与 Potgieter（2012）；Manuel 等（2014）。

4.2. 甚局部星际谱

为了再现观测到的质子能谱，以验证模型，并进一步模拟反质子能谱，我们必须为每一类银河宇宙射线粒子在数值模型中指定一个输入能谱作为初始条件；具体而言，就是给出日球层顶处的局部星际谱。Bisschoff 等（2019，2021）展示了如何结合现有的综合银河传播模型（GALPROP）、三维调制模型以及相关验证观测，为银河宇宙线构建自洽的局部星际谱。在刚度足够高、可认为调制效应可以忽略的情况下（Strauss 与 Potgieter（2014a）），采用 AMS 和 PAMELA 的观测数据；而对于低刚度质子，则采用日球层顶之外旅行者1号和旅行者2号的观测数据（Stone等，2013年，2019；Cummings等，2016年）。关于 GALPROP 的信息，以及初级和次级核子传播的数值计算说明，请参阅 Strong 与 Moskalenko（1998）；关于反质子传播的数值计算，尤其请参阅 Moskalenko 等（2002，2005）。例如，Vos 与 Potgieter（2015）、Bisschoff 与 Potgieter（2016）、Corti 等（2016）以及 Boschini 等（2019，2020）都报告了用于调制建模的局部星际谱研究。

以这种方式获得的银河质子局部星际能谱如图2 所示，单位为“粒子 $\mathrm{m^{-2}\,sr^{-1}\,s^{-1}}$ 吉伏$^{-1}$”，表示刚度在 0.30—70.0 吉伏范围内的函数。（此处未以这些单位重复展示旅行者号数据；参见 Potgieter 等人 2021 年的图6。）通过 GALPROP代码计算并按照 Bisschoff 等人（2021年）和 Potgieter 等人（2021年）所述进行调整后得到的反质子局部星际能谱也一并展示，以作比较。图中还展示了地球处质子和反质子的观测能谱，供说明之用，具体描述见图注。

除展示建模中采用的局部星际光谱外，该图还说明了模型所得的日球层顶（122 天文单位）与地球（1 天文单位）之间的总调制，并显示这种调制对反质子和质子而言差异有多大。质子局部星际能谱的峰值强度出现在远低于反质子的刚度处，因此调制能谱的峰值也是如此；图中还显示，根据 2006—2009年与 2011—2015年期间的平均强度进行说明性比较，质子经历的额外调制显著强于反质子。下文将进一步探讨并报告这些差异。

5. 结果

首先，我们在较宽的刚度范围内，模拟并再现了2006年7月至2019年11月每个卡林顿自转（PAMELA）或巴特尔斯自转周（AMS）对应的质子能谱。根据这些能谱，图3 展示了刚度区间1.0 GV–1.16 GV内的微分强度随时间的变化，并将其与相同刚度区间的观测结果进行了比较。令人满意地再现观测到的质子能谱后，我们使用同一组调制参数，模拟了相同时段和刚度范围内的反质子能谱，如图3所示。目前尚无相应的已发表反质子测量结果可供比较。

考察图3中的时间变化趋势可以发现，从2006年7月起，质子和反质子通量均逐渐增加，并在2009年底达到最高水平。在此期间，质子通量增加了 ∼75%（以2006—2019年整个时期的平均值为基准），而反质子通量仅增加了 ∼17%。强度—时间剖面呈现出这种不同趋势，被认为表明了这两种电荷相反的粒子具有不同的漂移模式。2009年12月之后，随着太阳活动周期逐渐接近峰值，两种通量均持续下降：质子通量在极性反转阶段结束时（2014年3月至4月）降至最低，而反质子通量先是在反转结束后不久达到一个最低值，随后又在2015年2月至3月达到另一个最低值。这与2014年末倾斜角和日球磁场的特殊变化有关，如图1所示。从2009年12月至2015年3月，反质子通量的下降速率与质子不同，这同样被认为表明两者具有不同的漂移模式，也与漂移模型预测相符：在 $A < 0$ 周期期间，负电荷银河宇宙线的强度—时间剖面应当更为平缓。恢复期于2014年3月至4月开始之前，质子通量仅为 ∼20%（相对于2009年12月的通量）

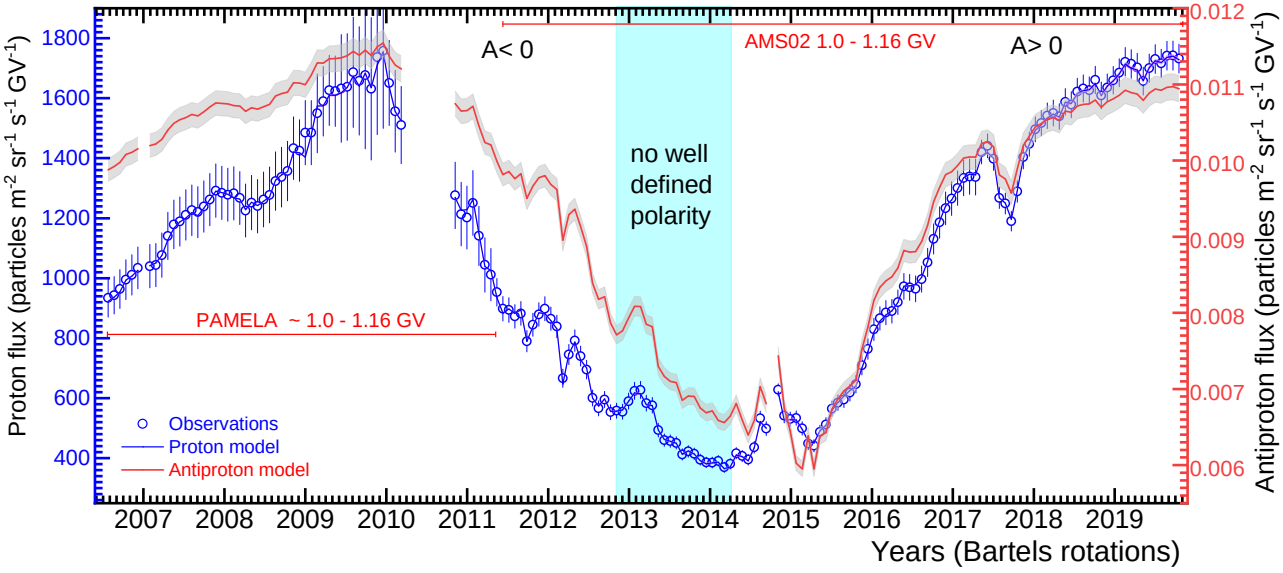


图3。2006年7月至2019年11月（BR 2361–2540）的模拟质子通量（蓝色实线），以及1.0–1.16 吉伏范围内均值标准误（SEM；标准差 / $\sqrt{n}$ ）与相同刚度下观测到的质子通量（蓝色圆点）的对比。对于200年7月至2011年5月的观测数据，来源为PAMELA（Adriani 等人 2013a；Martucci 等人 2018）；对于2011年5月至2019年11月的数据，来源为AMS（Aguilar 等人 2018，2021b）。图中还显示了相应的模拟反质子通量（红色实线）及其均值标准误（灰色阴影）。目前尚无已发表的按BR取平均的反质子观测数据可供比较。阴影区域表示日球磁场极性未明确定义的时期（2012年11月至2014年3月），此时极性正从 $A < 0$ 转变为$A > 0$。

2009年12月的水平。恢复开始前，反质子通量降至2009年12月水平的仅 ∼50%。日球磁场反转之后，随着太阳活动周期逐渐接近谷值，两种通量均有所增加；到2019年9月至10月，质子通量几乎恢复到2009年12月的水平。同一时期，该刚度下的反质子通量达到2009年12月水平的 ∼95%。

5.1. 太阳活动周期内的扩散和粒子漂移参数

本节将详细介绍模型中用于再现质子能谱和模拟反质子通量的扩散和漂移系数。这些系数体现了决定太阳活动周期内太阳调制程度的关键因素。我们首先重点讨论漂移尺度的变化，图 4 (a) 展示了选定刚度下该尺度随时间的变化结果，图 5 则展示了其随刚度的变化。平行和垂直平均自由程随时间在选定刚度下的变化见图 4 (b)，其随刚度的变化也见图 5。

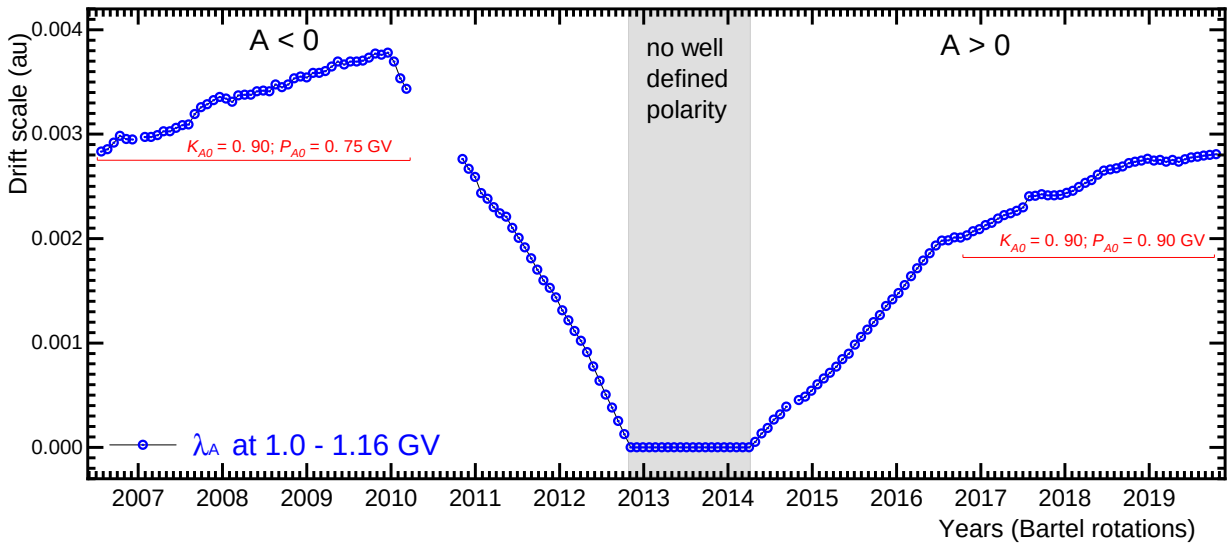
广义漂移系数的表达式可写为:

$$K_D = \frac{\beta P}{3B_m} f_D = \frac{\beta P}{3B_m} \left[\frac{(\omega\tau)^2}{1+(\omega\tau)^2}, \right] \tag{13}$$

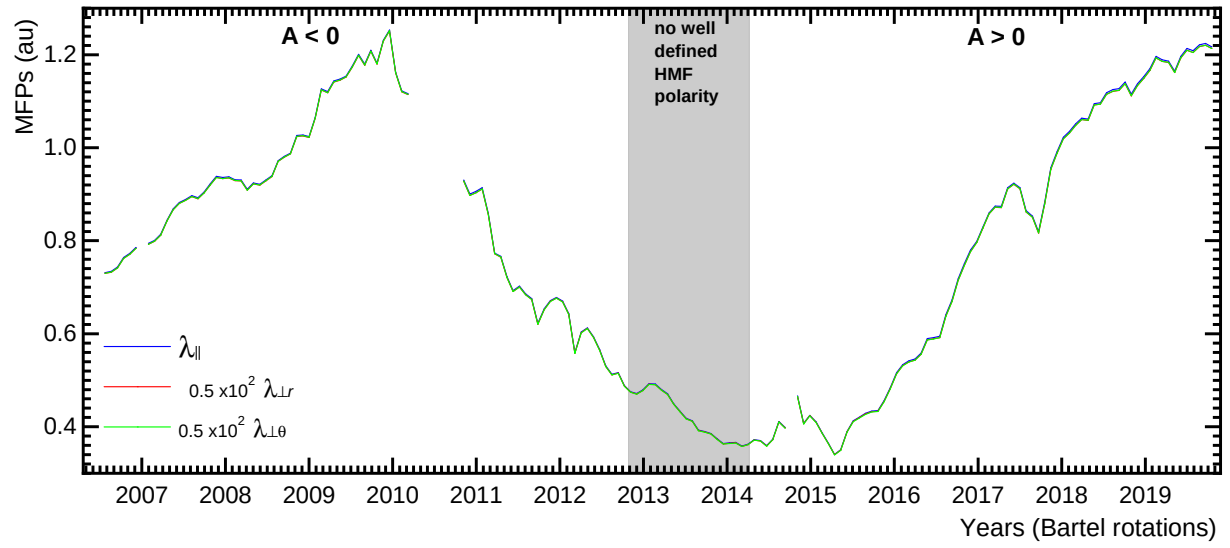
其中 B_m 为修正日球磁场的大小（见第 4.1 节），且 $\beta = v/c$ 为粒子速度与光速之比， ω 为粒子回旋频率，其中 τ 为银河宇宙射线粒子在日球磁场中散射的平均时间间隔。在大多数数值建模研究中，假设日球层内 $\omega\tau \gg 1$ ，因此漂移系数可简化为:

$$K_D = \frac{\beta P}{3B_m}, \tag{14}$$

称为弱散射漂移。确定 τ 过程复杂，甚至存在争议；要理解 $\omega\tau$ 如何随刚度和空间位置变化，并遍及整个日球层，尤其是在整个太阳活动周期内变化，需要一套复杂的湍流理论；例如参见 Moloto 等人(2018年); Zhao 等人(2018); Engelbrecht 与 Moloto (2021年)以及 Engelbrecht 等人(2022年）所作的综述。术语 f_D 称为漂移削减因子，其取决于扩散



(a)



(b)

图4. （a）面板：2006年7月至2019年10月期间，地球处 1.0–1.16 吉伏粒子的漂移尺度随时间的变化。（b）面板：在相同时间段和刚度下，三个平均自由程 $\lambda_{\|}$、$\lambda_{\perp r}$ 和 $\lambda_{\perp\theta}$ 的变化。$\lambda_{\perp r}$ 和 $\lambda_{\perp\theta}$ 均乘以 0.5×10^2，以便与 $\lambda_{\|}$ 直接比较，这表明它们具有完全相同的时间变化规律。这些面板着重展示从2009年太阳活动极小期之前到下一个太阳活动极小期期间的变化趋势。

散射的描述方式；如果 $f_D = 0$，那么 K_D，因此漂移速度 $\langle v_D \rangle$ 会变为零，漂移效应也就从调制模型中消失，从而得到无漂移解；如果 f_D 趋近于 1，漂移则达到最大值，而 K_D此时取弱散射值。理论上，在这种条件下且帕克日球磁场保持未修改时，K_D 可取最大值；详细讨论例如参见 Ngobeni & Potgieter（2015年）及其中的参考文献。若情况如此，银河宇宙线调制中的漂移效应预计会非常显著并占主导地位，这与早期数值模型所得结果一致，例如 Jokipii & Kopriva（1979年，其中 $A > 0$ 和 $A < 0$ 计算得到的能谱与观测结果相反）、Jokipii & Thomas（1981年）、K´ota & Jokipii（1983年）以及 Potgieter & Moraal（1985年），这里只列举少数几项。函数 f_D 还用于调整 K_D的刚度依赖性，这是按尤利西斯号对纬度梯度的观测要求，在低刚度下抑制漂移效应最有效的直接方法；综述见 Heber & Marsden（2001年）；Heber & Potgieter（2006年）；Heber（2013年）。因此，方程（13）

变得更加实用（例如 Ngobeni & Potgieter 2015；Moloto etal. 2018），并已广泛用于数值漂移模型：

$$K_D = \frac{\beta P}{3B_m} f_D = K_{A0} \frac{\beta P}{3B_m} \frac{(P/P_{A0})^2}{1+(P/P_{A0})^2}. \tag{15}$$

这里， K_{A0} 是无量纲的，用于以务实的方式调整 K_D；如果 $K_{A0} = 1.0$，则称为100% 漂移（完全弱散射）。在本研究中，2006年7月至2010年6月期间我们将 $K_{A0} = 0.90$保持不变，随后逐渐将其降低至最低水平，以适用于2012年11月至2014年3月的极性反转阶段。反转完成后，该值逐渐回升，到2016年年中再次达到0.90，并一直保持到模拟时期结束。需要强调的是，只有采用这种变化方式，才能重现图3所示的质子通量。此外， $P_{A0} = 0$在2006年7月至2010年4月期间为0.75 吉伏，但2010年11月之后为0.90 吉伏。该参数决定了低于何种刚度值时， K_D 会随刚度降低。随时间调整 K_{A0} 和 P_{A0} 以及 B_m，是显式进行漂移调整的方法；另请参阅 Potgieter（2013，2014），以及也讨论过隐式方法的 Nndanganeni & Potgieter（2016，2018）。全局漂移尺度 $\lambda_A = (3/v) K_D$，单位为天文单位（au），在2006年7月至2019年11月期间的变化范围为1.0–1.16 吉伏，该范围下限取为 AMS 观测到的最低刚度。其变化绘于图4(a)。图中还标出了 K_{A0} 和 P_{A0} 保持不变的时段，因此 λ_A 的时间趋势是由日球磁场强度的变化造成的，如图1所示。地球处漂移尺度随刚度的变化见图5下方的一组曲线，其中也显示了其随时间（太阳活动）的变化情况。在刚度低于 $\sim$1 吉伏时， λ_A 迅速下降，这是 f_D缩放的直接结果，而该缩放基本由方程15中的 P_{A0}决定；显然，其数值也可能随太阳活动而改变。

接下来，我们关注三个扩散系数的表达式。首先， $K_\parallel$ 假设为：

$$K_\parallel = (K_\parallel)_0 \beta \left(\frac{B_u}{B_m}\right) \left(\frac{P}{P_u}\right)^{c_1} \left[\frac{\left(\frac{P}{P_u}\right)^{c_3} + \left(\frac{P_k}{P_u}\right)^{c_3}}{1+\left(\frac{P_k}{P_u}\right)^{c_3}} \right]^{\frac{c_{2\parallel}-c_1}{c_3}} \tag{16}$$

其中，$(K_\parallel)_0$ 是以 10^{22} 厘米^{2}秒$^{-1}$为单位的尺度常数，其余方程部分写成无量纲形式，采用 $P_u = 1.0$ 吉伏和 $B_u = 1.0$纳特（以保持单位为厘米^2 秒$^{-1}$）。这里， c_1 是一个可能随时间变化的幂指数；$c_{2\parallel}$ 和 $c_{2\perp}$ 与 c_1 共同决定刚度依赖关系的斜率，分别对应高于和低于刚度 P_k 的情况，而该刚度也可能随时间变化； c_3 决定过渡的平滑度。因此， $K_\parallel$ 的刚度依赖关系由两个幂律组合而成，其中 P_k 决定发生过渡的刚度，而 c_1 的值决定低于 P_k时幂律的斜率。其刚度依赖关系及其随时间的变化如图5上方的一组图所示。

我们假设 $K_{\perp r}$ 空间上的标度方式与方程（16）相似，但在较高刚度下具有不同的刚度依赖关系，只需将$c_{2\parallel}$ 替换为 $c_{2\perp r}$即可；后者取值不同，从而得到（$\acute{K}$）$_\parallel$；随后假设

$$K_{\perp r} = 0.02(\acute{K})_\parallel \tag{17}$$

这是一个广泛采用且合理的假设，例如Giacalone & Jokipii (1999年）。另一方面， $K_{\perp\theta}$则更为复杂；普遍认为，$K_{\perp\theta} > K_{\perp r}$ 在远离赤道区域时会发生变化，正如Potgieter(2000）以及Potgieter 等人 (2014年）所讨论并阐述的那样。在本研究中， $K_{\perp\theta}$ 假设其空间标度方式与方程（16）相似，但同样通过将$c_{2\parallel}$ 替换为 $c_{2\perp\theta}$，使其在较高刚度下具有不同的刚度依赖关系；后者的$\grave{K}$取值也不同于 $c_{2\perp r}$，从而得到（$\grave{K}$）$_\parallel$。随后假设其形式为

$$K_{\perp\theta} = 0.02 f_{\perp\theta} (\grave{K})_\parallel \tag{18}$$

with

$$f_{\perp\theta} = A^+ \mp A^- \tanh[8(\theta_A - 90^\circ) \pm \theta_F]. \tag{19}$$

这里，$A^\pm = (d_{\perp\theta} \pm 1)/2$, $\theta_F = 35^\circ$, $\theta_A = \theta$ 对于 $\theta \le 90^\circ$，但 $\theta_A = 180^\circ$ - θ 具有 $\theta \ge 90^\circ$，且 $d_{\perp\theta} = 6$。0（适用于质子和反质子）。这意味着 $K_{\perp\theta}$ 的纬度依赖性不同于其他扩散系数；相较于 $K_{\perp r}$ 在赤道平面上的值，它可朝日球极区增强至因子 $d_{\perp\theta}$

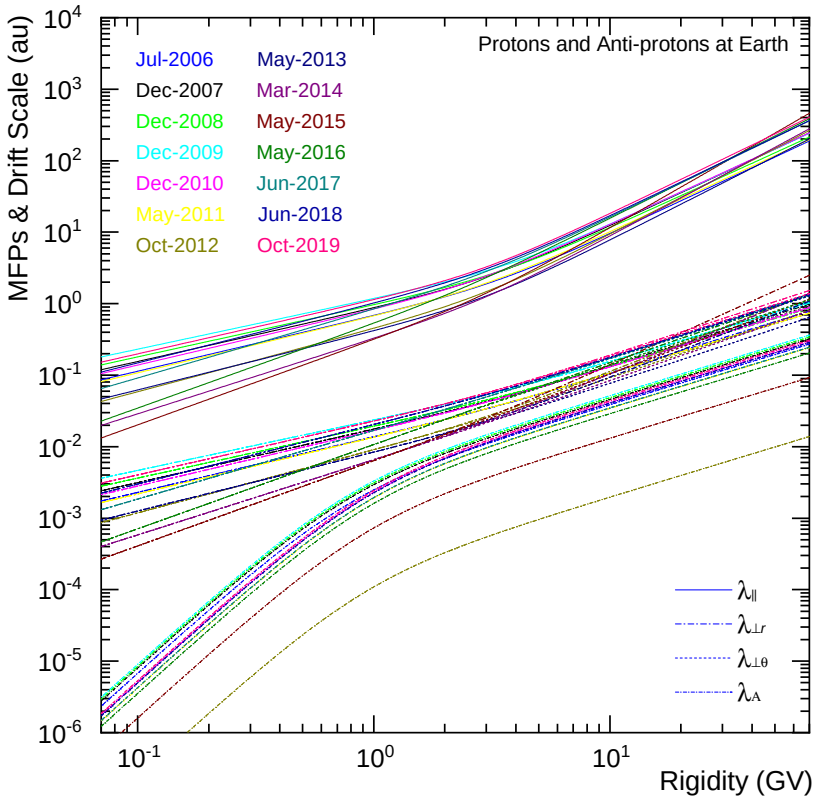


图5. 地球处质子和反质子的三个平均自由程（$\lambda_{\parallel}$、 $\lambda_{\perp r}$和 $\lambda_{\perp\theta}$）及漂移尺度（λ_A）随刚度的变化（见公式15至19）。图中还显示了这些参数在2006年7月至2019年11月期间的变化，不同颜色标示了所选BR对应的数值。例如，2006年7月是PAMELA开始观测的时间；2009年12月观测到质子强度最高值；2011年5月是AMS开始观测的时间；2012年10月是 $A < 0$ 极性周期的结束；2014年3月观测到质子强度最低值；2016年5月漂移尺度恢复完成。

日球层区域。我们在整个 $d_{\perp\theta}$ 模拟时期内均保持不变。这两个平均自由程的刚度依赖性及其随时间的变化也显示在图5中，对应曲线的中间组 / 带。注意，在赤道平面上 $K_{\perp\theta} = K_{\perp r}$，但在其他区域并非如此。关于扩散张量这些方面及其理论的详细讨论，请参阅以下综述：Shalchi （2009年、2020年）；Engelbrecht 等人 （2022年）。关于这一特定建模方法的研究动机及其各种应用，参见Potgieter （2000）、Ferreira等 （2003）、Potgieter &Langner（2005）；Ngobeni & Potgieter （2012年）、Nndanganeni & Potgieter （2016年，这里只列举其中几篇。

聚焦于指定刚度（1.0—1.16吉伏）下 $\lambda_{\parallel}$、 $\lambda_{\perp r}$ 和$\lambda_{\perp\theta}$ 在图4（b）中所示的时间变化（2006年7月至2019年11月），可以发现它们在这一刚度下遵循完全相同的时间变化规律。然而，我们关注的是太阳活动周期内的趋势；结果发现，为了重现这一时期的观测结果，这些参数必须在2006—2009年逐渐增大。2009年12月之后，随着太阳活动增强，它们持续逐渐减小，并在2014年2月至3月达到最低值；但在2015年3月至4月，数值又出现了第二段短暂的低值期。这同样与图1中这一特定时期呈现的快速变化有关。从这时起，它们开始持续增大，直至下一个太阳活动极小期。

5.2. 太阳活动周期中的通量比

模拟时期内 1.0 - 1.16 吉伏处反质子与质子通量比随时间的变化如图所示 6；其数值约为 10^{-5}。同一面板中还显示了质子与反质子通量比。值得注意的是，从 2006年7月到 2009年12月，后一个比值升至最大值；2010年1月之后，它持续上升，并在极性反转结束时达到最小值；反转之后，该比值在一年内迅速上升了 ~36%，相较于 2014年2月至3月。2014年底和

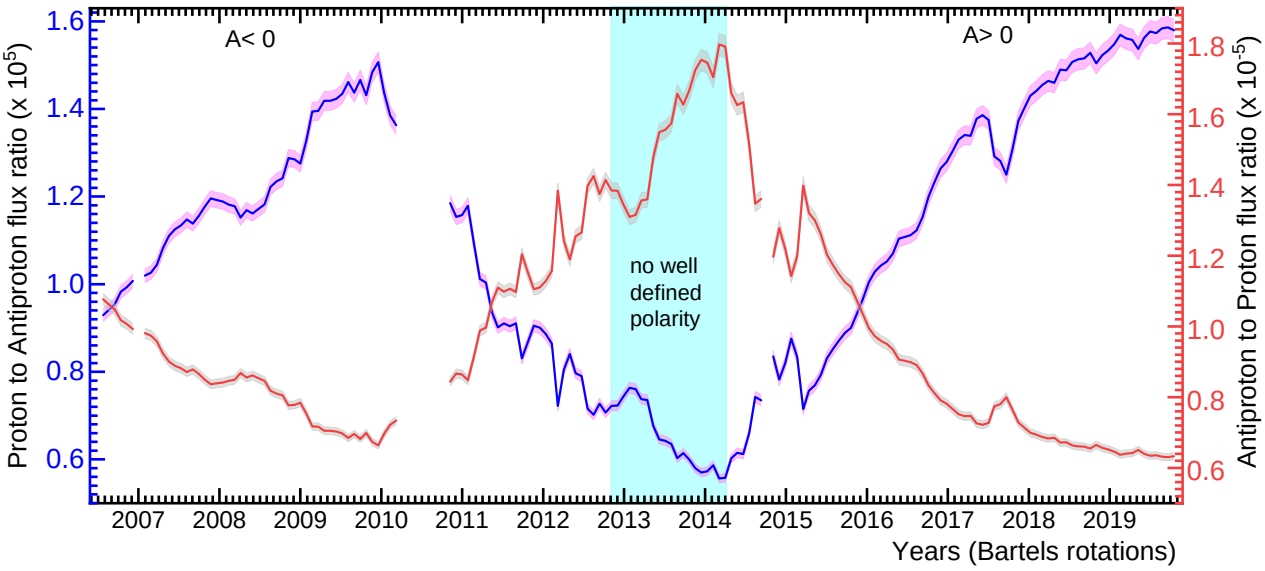


图6. 2006年7月至2019年11月（BR 2361–2540）期间，1.0–1.16 吉伏范围内质子与反质子通量比随时间的变化，以蓝色表示（左侧）。其数量级为 10^5。为便于观察，图中还以红色表示反质子与质子通量比（右侧），其数量级为 10^{-5}。

2015年初，通量变化引发了大幅波动。随后该比值持续上升，且上升趋势逐渐放缓；太阳活动极小期开始时，它再次达到较高值，但 2017年下半年出现了快速变化。这些波动与上文所述相对应，也与图1和3所示内容有关。

除了展示通量比之外，另一种有趣且富有启发性的方式，可以说明在模拟时期内反质子通量相对于质子通量的不同变化特征，那就是绘制如图 7 所示的图。得到的环线通常称为滞后行为。数字表示3个Bartels自转周平均值，其中“1”对应2006年7月至9月；例如，“16”对应2009年11月至2010年1月，“29-35”对应2012年11月至2014年3月，即极性反转阶段；“60”对应2019年9月至11月，也就是模拟时期的结束。图中还标出了年份以便观察：环状曲线从2006年7月至2009年12月随太阳活动减弱而上升，随后沿同一斜率下降，直至2011年底，期间太阳活动增强。之后在2012年，曲线形状（斜率）开始发生变化，在日球磁场反转阶段尤为不同。反转之后，曲线形状仍然分散，持续 $\sim$1 年；随后曲线开始系统性上升，直至模拟时期结束，但从2017年起斜率有所不同，与上一个太阳活动极小期的斜率几乎相同。

6. 讨论

关于太阳活动，第24和第25太阳活动周之间最近的太阳活动极小期，似乎与第23和第24太阳活动周之间的前一次太阳活动极小期相当。日球电流片倾角 α 低于 10°，自2018年初以来波动较小；但地球处的日球磁场强度高于4 nT，且直到模拟时期结束时仍有较大波动。前一次极小期期间记录到的 α 最低值为4。5°，出现在2009年9月至10月；2009年3月至4月的磁场强度为3.5 nT。此后，两者都开始迅速上升，但变化率不同，其中 α 在2013年1月至2月达到最高值。之后，它在2014年出现了很大的波动，随后逐渐下降，波动较小。另一方面，日球磁场变化率在极性反转期趋于平缓，之后于2014年11月至12月达到最高值7.9 nT。此后，它逐渐下降，但波动相对较大。根据 http://wso.stanford.edu/（图1中未显示），α 到2020年3月至4月降至最低值2。1° 之后开始上升，磁场强度也在2020年3月至4月降至最低值3.8 nT。值得注意的是，奥卢中子监测器在2020年年中记录到峰值计数率，且明显低于

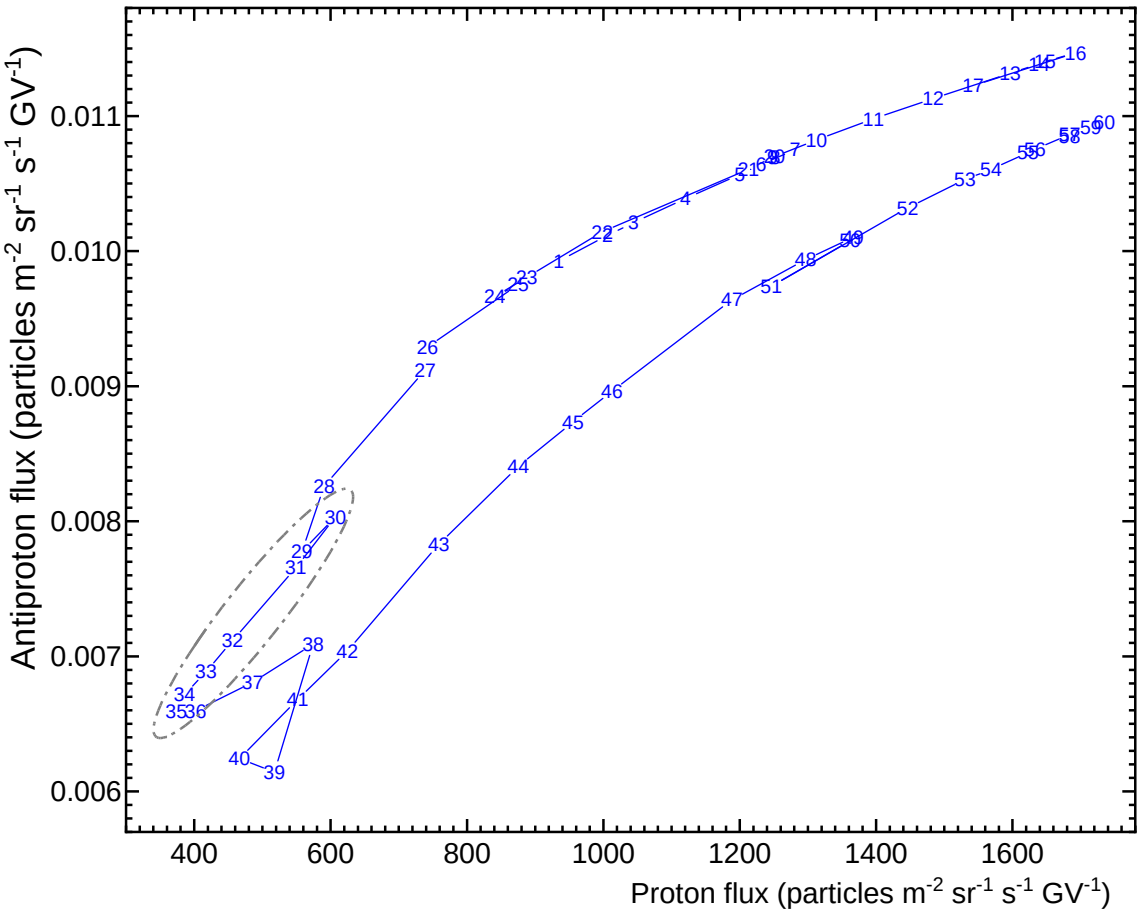


图7. 2006年7月至2019年11月期间（BR 2361–2540），1.0–1.16 吉伏范围内反质子与质子通量之间的类滞后环。蓝色数字表示3个Bartels自转周平均值，从对应BR 2361–2363的“1”开始，到对应BR 2538–2540的“60”结束。对应的年份以红色标出。日球磁场反转期以灰色虚线环表示。

2009年末记录的计数，参见https://cosmicrays.oulu.fi/。这种特殊现象——中子监测器能量范围（高刚度）下的银河宇宙线通量在 $A > 0$ 极性周期中低于 $A < 0$ 周期；这与下文讨论的低刚度情形相反。对此，Krainev等人 (2021)进行了详细解释；另请参阅其中的参考文献。

关于1.0–1.16 吉伏范围内的质子通量变化，可以看到，通量自2006年7月起逐渐增加，并在2009年12月7日至2010年1月3日期间达到最高值（BR 2407/CR2091）。随后，随着太阳活动水平升高，通量逐渐下降，并在极性反转阶段结束前后，即2014年3月6日至4月2日期间（BR 2464）达到最低水平。之后，通量开始恢复，到2019年年中几乎达到与2009年12月相同的水平。由于质子主要通过日球极区向内漂移，在日球层条件相似的情况下，预计近期太阳活动极小期低刚度下的通量应略高于此前的2009年极小期；参见 $A > 0$ 周期的预测：Strauss和Potgieter(2014b); Potgieter 和 Vos (2017); Krainev等人 (2021)，以及近期报告指出，2020年观测到的50–250兆电子伏质子能谱高于2009年（Martucci 等人 2023）。

日球电流片（Jokipii&Thomas 1981）变化时，漂移模型最著名的预测是：在 $A < 0$ 极性周期中，质子通量应呈现峰状强度—时间剖面，而在 $A > 0$ 周期中则呈现更平坦的剖面，这一点从图3中也可明显看出；另见例如Ferreira等(2003)；Engelbrecht 与 Moloto(2021)。这意味着反质子的强度—时间剖面应与质子不同，本文的发现和报告也证实了这一点；但这种差异似乎并不像早期漂移模型或漂移主导的调制模型所预测的那样显著，例如Jokipii& Kopriva (1979)；Potgieter & Moraal (1985)；le Roux和Potgieter(1995)；Ferreira和Potgieter(2004)；Tomassetti等人(2017)及其中所列参考文献。

关于通量比，还需指出，～60到2009年，质子与反质子通量比增加了%，这表明即使经历长时间的低活动水平和宁静状态，反质子通量也不会随之显著上升。模拟结果显示，2019年的反质子与质子通量比低于2009年。最低的质子与反质子通量比出现在2014年2月至3月，尽管各自通量达到最低水平的时间几乎相差一年。这一通量比的趋势在定性上与正电子与电子比相似，但定量上存在差异，正如Aslam 等人(2021, 2022）的模拟所示；另见Mikhailov 等人(2020）。关于图7所示质子与反质子通量随时间变化的环状行为，需强调的是，除这些银河宇宙线粒子的局部星际光谱不同外，在相似调制条件下，它们的调制差异仅在于漂移方向相反。结合图2所示内容以及不同的漂移模式，这种环状行为恰好反映了这些银河宇宙射线粒子受到的调制有多么不同。反转时期前后，随着新的漂移方向逐渐确立，斜率发生了显著变化。反转之后，环线不再重复此前的“路径”，而是沿着新的路径变化，最终使2019年的数值低于2009年，且斜率也有所不同。这与上文关于两种极性周期中带相反电荷粒子行为不同的讨论直接相关。

2017年末，通量呈现出一个有趣的趋势：质子通量大幅且持续较长时间地下降，打断了其向太阳活动极小期水平的恢复，随后又呈现系统性恢复。我们的模拟反质子通量也显示出这种瞬变行为，但在定量上有所不同，这被认为表明存在电荷符号依赖性。关于这一点，尤其是导致此类瞬变的原因，仍需进一步研究。这可能表明，在远离地球的区域存在合并相互作用区的影响（McDonald 1998年；Wibberenz 等人 1998年）；例如，参见le Roux 与 Fichtner (1999年)；Luo 等人 (2019年)的模拟。

7. 总结与结论

本研究的重点是增进我们对反质子在一个太阳活动周期内如何受到调制的理解。比较模拟得到的质子与反质子能谱以及通量比，有助于了解这一长时期内的电荷符号依赖性。我们使用PAMELA在2006年7月至2011年5月期间以及AMS在2011年5月至2019年11月期间观测到的质子能谱验证模拟，从而涵盖了2009年前的太阳活动极小期、太阳调制最强的时期（包括日球磁场极性反转期间），以及随后直至2019年太阳活动极小期的状况。结果表明，2020年前后的近期太阳活动极小期与第23和第24太阳活动周之间的极小期相当，因为太阳再次相当平静，日球电流片倾角 α 、日球磁场强度以及观测到的银河宇宙射线能谱也呈现出类似情况。关于2020年前后低刚度下观测到的质子能谱，参见Bartocci 等人(2020年)和Martucci 等人 (2023)的最新报告。

各种银河宇宙线的局部星际光谱形状和数值，是建模研究中的一个重要方面。在这一背景下，质子的局部星际能谱已得到充分确立；与模型和日球层顶以外的观测结果相比，并结合地球处刚度极高时的观测，它或许已是目前所能做到的最佳结果。反质子的局部星际能谱尚未得到充分确立，不过根据 GALPROP 模型以及地球处高刚度下的观测，已能相当合理地确定。本文表明，其相当特殊的局部星际能谱，对日球层顶与地球之间反质子调制的总量，以及其调制随太阳活动周期演变的方式（相对于质子的调制）均有重要影响。然而，将我们的建模结果与Webber 和 Potgieter(1989)；Bieber 等人(1999)报告的结果进行比较，可以明显看出，我们确实取得了显著进展，无论是在反质子局部星际能谱的假设方面，还是在日球磁场方向反转时期所得通量比方面。根据新确定的反质子局部星际能谱，我们发现，模型计算得出的日球层顶（122 天文单位）与地球（1 天文单位）之间的总调制，与质子的情况大不相同。反质子局部星际能谱的峰值强度出现在远高于质子的刚度处，调制能谱也同样如此。反质子在低刚度下经历的总调制明显弱于质子。

2006—2019年间反质子与质子通量的对比图呈现出明显的滞后现象，表明在一个太阳活动周期内，反质子与质子的调制方式存在差异。结合观测结果，这些计算结果在很大程度上阐明了太阳活动周期内日球层调制中电荷符号依赖性这一现象。我们的模拟显示，即便在最平静的日球层条件下，到达地球的反质子也并未显著增多，尤其是在较低刚度下，这与质子的情况形成鲜明对比。

我们的结果表明，TPE 中的基础物理如何随太阳活动周期变化，这一点可从计算得到的主要扩散系数随时间的变化看出。此外，我们发现，漂移尺度需要随时间

根据太阳活动进行显著调整，在日球磁场极性不明确的阶段达到最低值。此外，反转时期过后，漂移尺度要恢复到与低太阳活动相关的大值，这是一个缓慢的过程，至少需要 2 年。这与我们在类似时期对电子和正电子能谱进行建模时报告的结果一致，不过这些粒子的通量比与质子和反质子的通量比在数值上有所不同。

作者感谢 Mirko Boezio、Riccardo Munini 和 Nadir Marcelli 就 PAMELA 数据展开讨论，并以电子方式提供质子数据集。作者还感谢 GALPROP 开发者及其资助机构，允许使用 GALPROPWebRun 服务。我们感谢威尔科克斯太阳天文台提供的日球电流片倾角数据（http://wso.stanford.edu），以及美国国家航空航天局 OMNIWEB 数据接口提供的日球磁场数据（http://omniweb.gsfc.nasa.gov）。本研究得到山东先进技术研究院（SDIAT）和国家自然科学基金委员会项目 U2106201 的资助。MDN 感谢南非国家研究基金会（NRF）通过南非与俄罗斯联合科学技术研究合作（资助编号：118915）提供部分经费支持。

参考文献

Adriani, O., Barbarino, G. C., Bazilevskaya, G. A., 等, 2013a, 《天体物理学杂志》, 765, 91, doi: 10.1088/0004-637X/765/2/91Adriani, O., Bazilevskaya, G. A., Barbarino, G. C., 等, 2013b, 《实验与理论物理学快报》, 96, 621, doi: 10.1134/S002136401222002XAdriani, O., Barbarino, G. C., Bazilevskaya, G. A., 等, 2017, 《新物理学评论》, 40, 473, doi: 10.1393/ncr/i2017-10140-xAguilar, M., Ali Cavasonza, L., Alpat, B., 等, 2016, 《物理评论快报》, 117, 091103, doi: 10.1103/PhysRevLett.117.091103—. 2018, 《物理评论快报》, 121, 051101, doi: 10.1103/PhysRevLett.121.051101Aguilar, M., Ali Cavasonza, L., Ambrosi, G., 等, 2021a, 《物理报告》, 894, 1, doi: 10.1016/j.physrep.2020.09.003Aguilar, M., Cavasonza, L. A., Ambrosi, G., 等, 2021b, 《物理评论快报》, 127, 271102, doi: 10.1103/PhysRevLett.127.271102Aslam, O. P. M., Bisschoff, D., Ngobeni, M. D., 等, 2021, 《天体物理学杂志》, 909, 215, doi: 10.3847/1538-4357/abdd35 Aslam, O. P. M., Bisschoff, D., Potgieter, M. S., Boezio, M., & Munini, R. 2019, 《天体物理学杂志》, 873, 70, doi: 10.3847/1538-4357/ab05e6Aslam, O. P. M., Luo, X., Potgieter, M. S., Ngobeni, M. D., & Song, X. 2022, arXiv 电子预印本, arXiv:2212.13397。 https://arxiv.org/abs/2212.13397Bartocci, S., Battiston, R., Burger, W. J., 等, 2020, 《天体物理学杂志》, 901, 8, doi: 10.3847/1538-4357/abad3eBieber, J. W., Burger, R. A., Engel, R., 等, 1999, 《物理评论快报》, 83, 674, doi: 10.1103/PhysRevLett.83.674Bisschoff, D., Aslam, O. P. M., Ngobeni, M. D., 等, 2021, 《原子核物理学》, 84, 1121, doi: 10.1134/S1063778821130068

Bisschoff, D., & Potgieter, M. S. 2016年, 《天体物理学与空间科学》, 361, 48, doi: 10.1007/s10509-015-2633-8Bisschoff, D., Potgieter, M. S., & Aslam, O. P. M. 2019年, 《天体物理学杂志》, 878, 59, doi:10.3847/1538-4357/ab1e4aBoezio, M., Munini, R., Adriani, O., 等. 2017年, 收录于第35届国际宇宙线会议（ICRC2017）, 第301卷, 1091, doi: 10.22323/1.301.01091Boschini, M. J., Della Torre, S., Gervasi, M., La Vacca, G., & Rancoita, P. G. 2019年, 《空间研究进展》, 64, 2459, doi: 10.1016/j.asr.2019.04.007Boschini, M. J., Della Torre, S., Gervasi, M., 等. 2020年, 《天体物理学杂志》, 889, 167, doi: 10.3847/1538-4357/ab64f1Corti, C., Bindi, V., Consolandi, C., & Whitman, K. 2016年, 《天体物理学杂志》, 829, 8, doi:10.3847/0004-637X/829/1/8Corti, C., Potgieter, M. S., Bindi, V., 等. 2019年, 《天体物理学杂志》, 871, 253, doi: 10.3847/1538-4357/aafac4Cummings, A. C., Stone, E. C., Heikkila, B. C., 等. 2016年, 《天体物理学杂志》, 831, 18, doi:10.3847/0004-637X/831/1/18Di Felice, V., Munini, R., Vos, E. E., & Potgieter, M. S. 2017年, 《天体物理学杂志》, 834, 89, doi: 10.3847/1538-4357/834/1/89Dunzlaff, P., Strauss, R. D., & Potgieter, M. S. 2015年, 《计算物理通讯》, 192, 156, doi: doi:10.1016/j.cpc.2015.03.008Engelbrecht, N. E., & Moloto, K. D. 2021年, 《天体物理学杂志》, 908, 167, doi: 10.3847/1538-4357/abd3a5Engelbrecht, N. E., Effenberger, F., Florinski, V., 等. 2022年, 《空间科学评论》, 218, 33, doi: 10.1007/s11214-022-00896-1Ferreira, S. E. S.,& Potgieter, M. S. 2004年, 《空间研究进展》, 34, 115, doi: 10.1016/j.asr.2003.02.057Ferreira, S. E. S., Potgieter, M. S., Heber, B., & Fichtner, H. 2003年, 《地球物理学年鉴》, 21, 1359, doi: 10.5194/angeo-21-1359-2003Giacalone, J., & Jokipii, J. R. 1999年, 《天体物理学杂志》, 520, 204, doi: 10.1086/307452

Hathaway, D. H. 2015年, 《太阳物理学生活评论》, 12, 4, doi: 10.1007/lrsp-2015-4 Heber, B. 2013年, 《空间科学评论》, 176,265, doi: 10.1007/s11214-011-9784-x Heber, B., Clem, J. M., M¨uller-Mellin, R., 等. 2003年, 《地球物理研究快报》, 30, 8032, doi: 10.1029/2003GL017356 Heber, B., & Marsden, R. G. 2001 年 , 《空间科学评论》 , 97, 309, doi: 10.1023/A:1011889319933 Heber, B., & Potgieter, M. S. 2006年, 《空间科学评论》, 127, 117, doi: 10.1007/s11214-006-9085-y Heber, B., Ferrando, P.,Raviart, A., 等. 1999年, 《地球物理研究快报》, 26, 2133, doi: 10.1029/1999GL900482 Heber, B., Wibberenz, G.,Potgieter, M. S., 等. 2002年, 《地球物理研究杂志》, 107, 1274, doi: 10.1029/2001JA000329 Jokipii, J. R., & Kopriva, D. A. 1979年, 《天体物理学杂志》, 234, 384, doi: 10.1086/157506 Jokipii, J. R., & Thomas, B. 1981年, 《天体物理学杂志》, 243, 1115, doi: 10.1086/158675 Kopp, A., B¨usching, I., Strauss, R. D., & Potgieter, M. S. 2012年, 《计算物理通讯》,183, 53, doi: doi:10.1016/j.cpc.2011.11.014 K´ota, J. 2013年, 《空间科学评论》,176, 391, doi: 10.1007/s11214-012-9870-8 K´ota, J., & Jokipii, J. R. 1983年, 《天体物理学杂志》, 265, 573, doi: 10.1086/160701 Krainev, M., Kalinin, M., Aslam, O. P. M., Ngobeni, D., & Potgieter, M. S. 2021年, 《空间研究进展》, 68, 2953, doi: 10.1016/j.asr.2021.05.021 Langner, U. W., & Potgieter, M. S. 2004 年 , 《地球物理研究杂志》 , 109, A01103, doi: 10.1029/2003JA010158 —. 2005年, 《空间研究进展》, 35, 2084, doi: 10.1016/j.asr.2004.12.005 Langner, U. W., Potgieter, M. S., Fichtner, H., & Borrmann, T. 2006年, 《天体物理学杂志》, 640, 1119, doi: 10.1086/500162 le Roux, J. A., & Fichtner,H. 1999年, 《空间研究进展》, 23, 501, doi: 10.1016/S0273-1177(99)00113-1 le Roux, J. A., & Potgieter, M. S. 1992年, 《天体物理学杂志》, 397, 686, doi: 10.1086/171824 —. 1995年, 《天体物理学杂志》, 442,847, doi: 10.1086/175487 Luo, X., Potgieter, M. S., Bindi, V., Zhang, M., & Feng, X. 2019年, 《天体物理学杂志》, 878, 6,doi: 10.3847/1538-4357/ab1b2a Luo, X., Zhang, M., Feng, X., 等. 2020年, 《天体物理学杂志》, 899, 90, doi: 10.3847/1538-4357/aba7b5 Luo, X., Zhang, M., Potgieter, M., Feng, X., & Pogorelov, N. V. 2015年, 《天体物理学杂志》, 808, 82, doi: 10.1088/0004-637X/808/1/82 Manuel, R., Ferreira,S. E. S., & Potgieter, M. S. 2014年, 《太阳物理学》, 289, 2207, doi: 10.1007/s11207-013-0445-y Martucci, M., Bartocci, S., Battiston, R., & et al. 2023, 《天体物理学杂志快报》, 即将发表。Martucci, M., Munini, R., Boezio, M., et al. 2018, 《天体物理学杂志快报》, 854, L2, doi: 10.3847/2041-8213/aaa9b2 McComas, D. J., Elliott, H. A., Gosling, J. T., et al. 2002, 《地球物理研究快报》, 29, 1290, doi: 10.1029/2001GL014164 McDonald, F. B. 1998, 《空间科学评论》, 83, 33, doi: 10.1023/A:1005052908493 Mikhailov, V. V., Aleksandrin, S. Y., Koldobskiy, S. A., et al. 2020, 《物理学杂志：会议系列》, 1690, 012004, doi: 10.1088/1742-6596/1690/1/012004 Moloto, K. D., Engelbrecht, N. E., & Burger, R. A. 2018, 《天体物理学杂志》, 859, 107, doi: 10.3847/1538-4357/aac174 Moraal, H., & Potgieter, M. S. 1982, 《天体物理学与空间科学》, 84, 519, doi: 10.1007/BF00651330 Moskalenko, I. V., Strong, A. W., Ormes, J. F., & Mashnik, S. G. 2005, 《空间研究进展》, 35, 156, doi: 10.1016/j.asr.2003.08.050 Moskalenko, I. V., Strong, A. W., Ormes, J. F., & Potgieter, M. S. 2002, 《天体物理学杂志》, 565, 280, doi: 10.1086/324402 Munini, R., Boezio, M., Potgieter, M., et al. 2017, 载于第35届国际宇宙线会议（ICRC2017）, 第301卷, 12, doi: 10.22323/1.301.0012 Ngobeni, M. D., & Potgieter, M. S. 2012, 《空间研究进展》, 49, 1660, doi: 10.1016/j.asr.2012.02.036 —. 2015, 《空间研究进展》, 56, 1525, doi: 10.1016/j.asr.2015.06.034 Ngobeni, M. D., Potgieter, M. S., Aslam, O. P. M., et al. 2022, 《空间研究进展》, 69, 2330, doi: 10.1016/j.asr.2021.12.018 Ngobeni, M. D., Aslam, O. P. M., Bisschoff, D., et al. 2020, 《天体物理学与空间科学》, 365, 182, doi: 10.1007/s10509-020-03896-1 Nndanganeni, R. R., & Potgieter, M. S. 2016, 《空间研究进展》, 58, 453, doi: 10.1016/j.asr.2016.04.020 —. 2018, 《天体物理学与空间科学》, 363, 156, doi: 10.1007/s10509-018-3377-z Parker, E. N. 1958, 《天体物理学杂志》, 128, 664, doi: 10.1086/146579 —. 1965, 《行星与空间科学》, 13, 9, doi: 10.1016/0032-0633(65)90131-5 Potgieter, M. S. 2000, 《地球物理研究杂志》, 105, 18295, doi: 10.1029/1999JA000434 —. 2013, 《太阳物理学综述》, 10, 3, doi: 10.12942/lrsp-2013-3 —. 2014, 《空间研究进展》, 53, 1415, doi: 10.1016/j.asr.2013.04.015 —. 2017, 《空间研究进展》, 60, 848, doi: 10.1016/j.asr.2016.09.003 Potgieter, M. S., Aslam, O. P. M., Bisschoff, D., & Ngobeni, M.D.2021, 《物理学》, 3, 1190, doi:10.3390/physics3040076

Potgieter, M. S., & Langner, U. W. 2005, 《空间研究进展》, 35, 554, doi:10.1016/j.asr.2005.01.008Potgieter, M. S., & Moraal, H. 1985, 《天体物理学杂志》, 294, 425, doi: 10.1086/163309Potgieter, M. S., & Vos,E. E. 2017, A&A, 601, A23,doi: 10.1051/0004-6361/201629995Potgieter, M. S., Vos, E. E., Boezio, M., et al. 2014,《太阳物理学》, 289, 391, doi: 10.1007/s11207-013-0324-6Potgieter, M. S., Vos, E. E., Munini, R., Boezio, M., & Di Felice, V. 2015, 《天体物理学杂志》, 810, 141, doi: 10.1088/0004-637X/810/2/141Raath, J. L., Potgieter, M. S., Strauss, R. D., & Kopp, A. 2016, 《空间研究进展》, 57, 1965, doi: 10.1016/j.asr.2016.01.017Raath, J. L., Strauss, R. D., & Potgieter, M. S. 2015, 《天体物理学与空间科学》, 360, 24, doi: 10.1007/s10509-015-2556-4Rankin, J. S., Bindi, V., Bykov, A. M., et al. 2022, 《空间科学评论》, 218, 42, doi: 10.1007/s11214-022-00912-4Richardson, J. D., & Wang, C. 2011, 《天体物理学杂志快报》, 734, L21, doi: 10.1088/2041-8205/734/1/L21Scherer, K., Fichtner, H., Strauss, R. D., et al. 2011, 《天体物理学杂志》, 735, 128, doi: 10.1088/0004-637X/735/2/128Shalchi, A. 2009, 非线性宇宙射线扩散理论, 第362卷（施普林格：柏林, 海德堡）, doi: 10.1007/978-3-642-00309-7—. 2020, 《空间科学评论》, 216, 23, doi:10.1007/s11214-020-0644-4Shen, Z., Qin, G.,Zuo, P., Wei, F., & Xu, X. 2021, ApJS,256,18, doi: 10.3847/1538-4365/ac0a78Smith, C. W., & Bieber, J. W. 1991, 《天体物理学杂志》, 370, 435, doi: 10.1086/169830

Song, X., Luo, X., Potgieter, M. S., Liu, X., & Geng, Z. 2021年, ApJS, 257, 48, doi: 10.3847/1538-4365/ac281cStone, E. C., Cummings, A. C., Heikkila, B. C., & Lal, N. 2019年, 《自然·天文学》, 3, 1013, doi: 10.1038/s41550-019-0928-3Stone, E. C., Cummings, A. C., McDonald, F. B., et al. 2013年, 《科学》, 341, 150, doi: 10.1126/science.1236408Strauss, R. D., & Potgieter, M. S. 2014a, 《空间研究进展》, 53, 1015, doi: 10.1016/j.asr.2014.01.004—. 2014b, 《太阳物理学》, 289, 3197, doi: 10.1007/s11207-014-0517-7Strauss, R.D., Potgieter, M.S., Kopp, A., & B¨usching, I. 2011, 《地球物理研究杂志》, 116, A12105, doi: 10.1029/2011JA016831Strong, A. W., & Moskalenko, I. V. 1998年, 《天体物理学杂志》, 509, 212, doi: 10.1086/306470Sun, X., Hoeksema, J. T., Liu, Y., & Zhao, J. 2015年, 《天体物理学杂志》, 798, 114, doi: 10.1088/0004-637X/798/2/114Tomassetti, N.,Orcinha, M.,Bar˜ao, F., & Bertucci, B. 2017, 《天体物理学杂志快报》, 849, L32, doi: 10.3847/2041-8213/aa9373Usoskin, I. G. 2013年, 《太阳物理学综述》, 10, 1, doi: 10.12942/lrsp-2013-1Vos, E. E., & Potgieter, M. S. 2015年, 《天体物理学杂志》, 815, 119, doi: 10.1088/0004-637X/815/2/119—. 2016年, 《太阳物理学》, 291, 2181, doi: 10.1007/s11207-016-0945-7Webber, W. R., & Potgieter, M. S. 1989, 《天体物理学杂志》, 344, 779, doi: 10.1086/167842Wibberenz, G., Le Roux, J. A., Potgieter, M. S., & Bieber, J. W.1998年, 《空间科学评论》, 83, 309,doi: 10.1023/A:1005083109827Zhao, L. L., Adhikari, L., Zank, G. P., Hu, Q., & Feng, X. S. 2018, 《天体物理学杂志》, 856, 94, doi: 10.3847/1538-4357/aab362