极光加速在木星中磁层产生电子束

June Piasecki[1],**Joachim Saur**[1],**George Clark**[2],**Barry H. Mauk** [2], **Annika Salveter**[1],**Jamey Szalay**[3]

[1]科隆大学地球物理与气象研究所，德国科隆 [2]约翰斯·霍普金斯大学应用物理实验室，美国马里兰州劳雷尔 [3]普林斯顿大学天体物理科学系，美国新泽西州普林斯顿

arXiv:2603.10760v1 [physics.space-ph] 11 Mar 2026

要点：

- 沿磁场电子束遍布赤道中磁层，径向距离为 14 至 50 R_J
- 根据出现率和能量通量，这些束流与源自极光向上加速电子的情况相符
- 大多数束电子会散射出损失锥，并在中磁层中充当高能电子源

通讯作者：June Piasecki，jpiasec1@uni-koeln.de

摘要

朱诺号航天器在木星极区上空开展的观测揭示，朝向木星加速、并促成极光辐射的电子，常常伴随着远离木星加速的电子。根据绝热粒子运动原理，这些电子应当在中磁层中以窄电子束的形式被观测到。伽利略任务利用其数据此前已报告了此类束流的存在，并提出了它们与极光过程之间可能存在联系的假设。在本研究中，我们分析了朱诺号的JEDI仪器在中磁层测得的电子；观测范围为距离木星中心13 R_J 至50.5 R_J，能量范围为30–1,200千电子伏。我们使用强度“束度”函数拟合潜在电子束的俯仰角分布。在整个观测范围内均证实了窄束的存在。通过将沿磁层磁力线发生的俯仰角散射过程纳入考虑，对极光电子束和赤道电子束的能量通量进行了比较。具体而言，我们针对不同的扩散系数组合求解了俯仰角扩散方程。束流的统计出现率分布和能量通量与极区空间环境研究中观测到的极光向上加速电子相一致。这一发现进一步支持了如下假设：在中磁层观测到的电子束源自极光加速区。

通俗摘要

木星拥有太阳系中最强大的极光，目前正由美国国家航空航天局的朱诺号航天器进行研究。朱诺号任务的一项发现是，木星极光区上方的电子不仅会朝向行星加速，从而产生极光辐射，也会朝相反方向加速。随着这些电子沿磁力线传播，它们应当能够在中磁层中被观测到，因为中磁层与木星极光区存在磁连接。这些电子预计会呈现为沿磁场方向分布的电子束。此前，研究人员利用伽利略任务的数据，在磁层中观测到了这类电子束。理论上认为，这些电子可能源自木星极光区。我们分析了朱诺号在中磁层测得的电子，以探测电子束并进一步验证这一假设。我们计算了电子束的不同性质，并将其与木星极区上方观测到的极光电子进行比较，以确定这两类电子群体之间的关系。我们发现，电子束的出现率分布和能量通量与极光电子相似。这些结果进一步支持了中磁层中的电子束源自极光区这一假设。

1 引言

木星强大的磁场、高自转速率以及内部等离子体源木卫一，共同构成了独特的磁层系统，产生了木星强烈的极光。朱诺号木星轨道器目前正在研究这种极光（Bolton等，2017）。朱诺号任务的一项重大发现，是在木星极区探测到与主极光辐射区通常相关的双向电子束（Mauk等，2017a）。此前，伽利略号航天器在木星中磁层发现了电子束，研究人员推测这些电子束源自木星附近的极光加速区（Frank与Paterson，2002）。本研究利用朱诺号观测分析中磁层电子束，以确认这些电子束是否源自向上加速的极光电子。

伽利略号的观测揭示，木星赤道中磁层中存在双向电子束，表现为沿磁场电子分布在平行和反平行于磁场方向上的强度较高，能量范围为

千电子伏（Frank与Paterson，2002）和千电子伏（Tom´as 等，2004a、2004b）。电子测量显示，强度-俯仰角分布从俘获电子分布的特征（即俯仰角为 90° 时强度达到最大），转变为以双向束流分布为主的特征（即俯仰角为 90° 时强度达到最小）；这一转变发生在距离为10至17 R_J 处（Tom´as 等，2004a）。土星磁层中的电子也有类似观测结果（Saur等人，2006年；Clark等，2014）。Mauk 和 Saur（2007）提出了电子束的定性分析方法，以研究其特征，并报告称，在能量为 $15-42$ 千电子伏的电子中，窄束会被较宽的散射束和各向同性分布所打断。有人认为，中磁层中的束流可能与极光过程有关，因为该磁层区域在磁学上对应于极光区（Frank与Paterson，2002；Tom´as 等，2004a、2004b；Mauk 与 Saur，2007）。低空极光加速区中的电子加速被认为是一种可能的加热机制（Frank与Paterson，2002；Mauk 与 Saur，2007）。考虑到第一绝热不变量守恒，在低空获得能量的各向同性电子分布，在赤道中磁层中会呈现典型的窄束宽（Frank与Paterson，2002）。Mauk 和 Saur（2007）指出，主极光区中的电子向上加速，与该区域内静电向行星加速的传统预期相矛盾；人们认为，该区域由磁层大尺度电流系统中的向上沿磁场电流主导（Cowley 与 Bunce，2001；Hill，2001；Knight，1973）。此外，人们还讨论了其他可能产生沿磁场电子分布的机制，包括将电子散射至较小俯仰角（Tom´as 等，2004b），以及已获能电子的向外绝热输运（Woodfield等，2014）。

朱诺号（木星极轨探测器）后续对电子（$0.1-1{,}000$ 千电子伏）的观测，证实了电子分布从俘获态转变为双向和各向同性分布；后两种分布可延伸至距离 $M=80$ 处（Q. Ma等（2021））。M壳层参数 M 定义为模型磁力线与磁赤道相交处距木星中心的径向距离，并以行星半径归一化，具体说明见例如 Q. Ma等（2021）。此外，朱诺号的抵达使研究人员得以通过在木星极光正上方进行的原位测量，详细研究极光加速过程。Mauk等（2017a）报告称，在高能电子（$30-1{,}000$ 千电子伏）中，除了预期由极光过程产生、朝木星加速的电子外，在极光加速区还观测到了向上加速电子。这些向上运动的电子已知会向磁层传播，其特征与 Mauk 和 Saur（2007）此前分析的赤道电子相似。相应的能谱通常较宽，表明这些电子与随机加速过程有关（Mauk等，2017a，2017b；Saur等人，2018年；Clark等人，2018年）。进一步的测量证实了此前预测的向上沿磁场电势，以及具有单能特征的电子能谱；这些现象表明存在静电加速（Mauk等，2017a；Clark等人，2017，2018）。然而，与以往预期相反，观测到最大的向下能量通量来自宽带电子分布（Mauk等，2017b）。根据极光电子可重复出现的特征，Mauk等人（2020年）将主极光划分为三个不同区域，按纬度由低到高排列：（1）弥散极光区，没有主动电子加速的特征，但电子会散射至场向俯仰角，从而能够到达大气层。（2）I区与向下加速电子有关；（3）II区与向上加速或双向电子分布有关。Salveter 等（2022）研究了代表主极光上方这些已定义区域的高能电子的统计出现率和能量通量。他们发现，在较低磁纬、低于 $\theta=78^\circ$ 的区域，向下运动电子在所有场向分布中的出现率超过50%；而在较高磁纬区域，向上运动电子占主导。

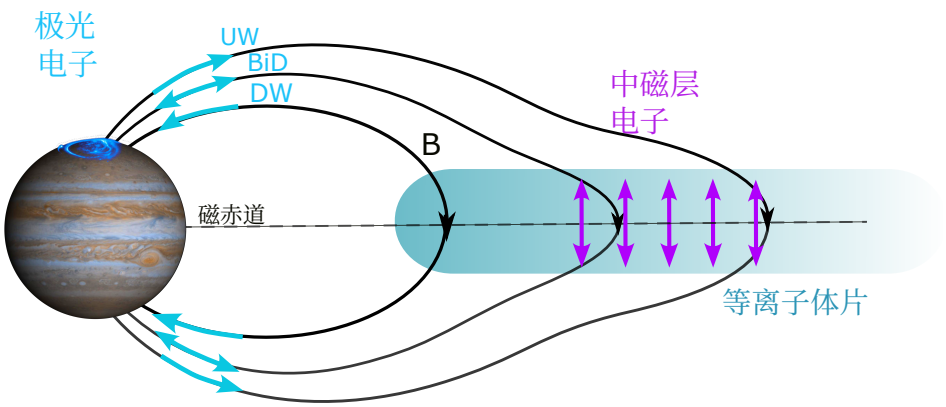


图1. 木星磁层示意图。根据 Mauk 等人（2020年）的图9，在主极光上方测得的沿磁场方向电子以蓝色箭头表示。它们描述了向上、双向和向下加速的电子，分类依据 Salveter 等（2022年）的研究结果。中磁层中测得的双向电子束以紫色箭头表示。

此外，双向电子在两者之间的区域出现率最高。不过，在整个观测范围内都能观测到所有类型的分布。这表明向上加速电子持续出现在极光加速区，并可能成为中磁层束流的来源。图1所示的木星磁层示意图展示了极光电子和中磁层电子束的位置及其特征。

在本研究中，我们探讨这样一个假设：在木星附近极光加速区测得的极光上行加速电子，在沿磁场向另一半球传播时，可以在中磁层中以窄束流的形式被观测到。我们分析了径向距离为 13 R_J 和 50.5 R_J 、能量范围为 $30-1$，200 千电子伏的 JEDI 电子俯仰角分布。增强的时间和角度分辨率，加上大量的 JEDI 测量数据，使得对中磁层束进行统计分析成为可能。本研究旨在确定在中磁层中观测到的电子束是否确实是极光上行电子；若是，则可证实先前关于这些束流在极光高度处受到加速的假设。为此，我们对电子束及其能量通量进行了定量表征。研究结果与 Salveter 等（2022）对极光电子开展的统计分析进行了比较。研究假设其中涉及俯仰角散射（Frank与Paterson，2002；Mauk 与 Saur（2007）），该散射通过波粒相互作用拓宽了束流的角宽，因为在没有任何散射的情况下，其宽度将小于 1 度。第2节介绍本研究所使用的数据以及为研究电子束而开发的方法。第3节给出了束流出现率和能量通量分布，并对其进行了分析，同时还分析了束流的其他性质。最后，第4节总结了本研究的主要发现。

2 数据与方法

本节概述 JEDI 数据和所采用的方法。电子分类依据三种不同的空间参数进行组织，这些参数将在第2.2节中介绍。第2.3节描述了检测束流的定性标准。随后介绍束流表征技术，该技术改编自 Mauk 和 Saur（2007）的研究。为了估算束流的能量通量，需要了解俯仰角分布从其源区向赤道磁层演化的过程。因此，我们求解俯仰角扩散方程，具体说明见第2.4节。

2.1 数据

本研究重点关注的电子测量由朱诺号上的木星高能粒子探测器 JEDI 在第 8 至第 30 轨道的入境轨迹上获取，径向距离范围为 13 R_J 至 50.5 R_J。由于磁偶极倾角，朱诺号在每个轨道上多次穿越赤道磁层。图2展示了第 8 轨道和第 30 轨道在磁偶极定向坐标系的 ρ-z 平面上的轨迹，其中 ρ 是距磁轴的距离， z 是距磁赤道的距离。该图中的磁坐标轨迹基于 VIP4 磁场模型（Connerney 等人，1998年）。磁力线采用木星内部磁场模型 JRM33（Connerney 等人，2022年）和用于描述外部磁场的磁盘电流片模型 CON2020（Connerney 等人，2020年）进行建模。这些模型通过社区编码项目的 C++ Python 封装程序计算得出（Wilson 等人，2023；James 等人，2023）。粉色线段表示本研究选取的测量区间，更多详情见第 2.2 节。

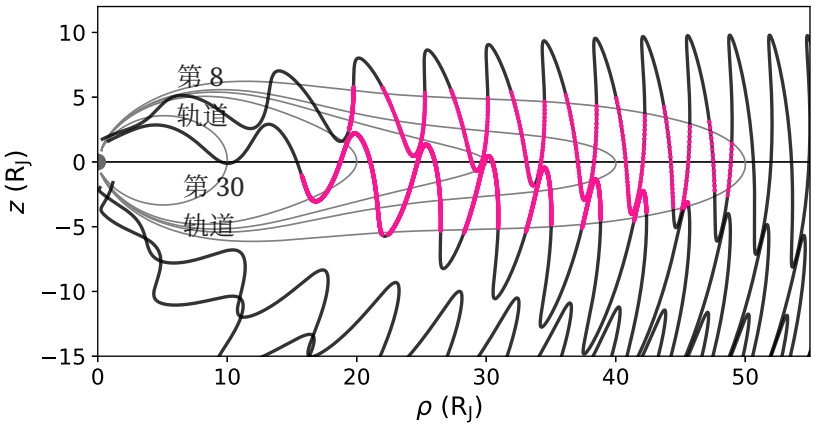


图2. 朱诺号第 8 轨道和第 30 轨道在 ρ-z 平面上的轨迹。轨迹的坐标系通过将第三类坐标系的坐标轴倾斜 VIP4 偶极倾角（Connerney 等人，1998年） $9.5°$ ，朝向经度 $201°$ 来描述。磁力线使用 JRM33（Connerney 等人，2022年）和 CON2020 模型（Connerney 等人，2020年）计算。分析中使用的数据在磁场映射后对应的最大 M 壳层为 $M = 50.5$ ，这些数据以粉色轨道段标出。

JEDI 测量能量范围为 < 40 至 > 500 千电子伏的高能电子的能量和角分布。该仪器由三个传感器组成：JEDI-90 和 JEDI-270 传感器具有六个观测方向，视场（FOV）为 $160°$，以及 JEDI-180，其视场为 $148°$。在每个观测方向上，固态探测器都会测量入射粒子的总能量。JEDI-90 和 JEDI-270 传感器安装在航天器赤道面附近，JEDI-180 仪器则垂直于它们安装。某一测量时间段内能否获得完整的角度视图，取决于航天器相对于磁场的朝向。这三个传感器的排列方式使得，在靠近木星时，赤道面传感器几乎可以瞬时提供近乎完整的俯仰角覆盖范围；而在磁层中较远处，第三个传感器每 30 秒（自旋周期）提供一次完整覆盖（Mauk 等人，2017）。由于本研究关注的正是该区域，因此使用 JEDI-180 仪器的数据。定标数据集可通过数字档案行星数据系统获取（Mauk，2024），其中包含微分强度（亦称强度），单位为每 $\mathrm{cm}^2 \cdot \mathrm{s} \cdot \mathrm{sr} \cdot \mathrm{keV}$ 的计数。对于本研究区域，可获取低能量分辨率电子数据，其测量能量范围分为八个能道。研究发现，JEDI 仪器测量电子的效率在能量低于 30 千电子伏时会显著下降，且相关特性尚未得到充分表征（Mauk等，2017a）。因此，本研究的计算排除了最低的两个能道。本研究所用轨道在径向距离 $r \geq 13-20\ \mathrm{R_J}$ 范围内均可获取低能量分辨率电子数据，因此较小径向距离处的数据较少。磁场测量由朱诺号磁场探测执行（Connerney 等人，2017），并用于确定磁场方向与粒子速度矢量之间的俯仰角。

2.2 空间参数

我们的研究旨在验证赤道中磁层束流与在极区低极光高度测得的上行电子之间的关系。在 Salveter 等（2022）的极区研究中，极光电子依据磁纬度和偶极 L-壳层进行空间分布。因此，我们也根据空间参数对中磁层电子进行表征，这些参数将在本节中介绍，以便更好地进行比较。偶极 L-壳层定义为磁偶极场线在磁赤道面上的行星心径向距离，并以行星半径为单位进行归一化（Baumjohann 和 Treumann，2012，第33页）。根据磁场几何结构和第一绝热不变量，按磁纬度或 L-壳层从小到大排列的极光电子特征，应体现在赤道中磁层电子束测量中，表现为距离从小到大变化。挑战在于找出一种合适的空间参数，既具有可比性，又能准确反映电子束沿赤道磁层的分布。我们的研究使用了三个空间参数，本节将对其进行介绍：径向距离 r、 M-壳层M，以及极区 L-壳层 L。

径向距离 r 是唯一不受磁场模型影响且受不确定性影响最小的参数。因此，它可用于提供真实的空间分布，初步近似呈现极区极光分布。不过，值得注意的是，按径向距离整理电子测量数据时，被归入同一径向距离的电子分布可能是在差异显著的磁纬度处测得的。因此，这些测量结果经磁场映射后，可能对应极光加速区中彼此相距甚远的不同位置。

M壳参数 M 定义为特定磁力线穿过磁赤道处的径向距离，也就是该磁力线距离行星最远的径向距离，并以行星半径为单位进行归一化。

该定义与偶极磁场的 L壳类似，但考虑了更真实的非偶极磁场几何结构，其中包含等离子体片和更高阶多极矩的影响。该参数可将电子束沿磁力线的位置映射到磁赤道，从而提供一种空间表征方式，使其更便于与按磁纬度或 L壳进行的极区组织比较。M壳参数的计算基于木星内部磁场模型 JRM33（Connerney 等人，2022年），并结合磁盘电流片模型 CON2020（Connerney 等人，2020年）来描述外部磁场。由于电流片模型的外边界为 51.4 R_J，我们将测量范围限制在磁映射后最大不超过 $M = 50.5$ 的观测位置。图2以第 8 轨道和第 30 轨道为例，展示了由此筛选出的测量时间段。需要注意的是，该电流片模型基于对 $r \leq 30$ R_J 的磁场观测。因此，在较远距离处，模型磁场可能与真实磁场存在较大偏差。

由于 Salveter 等（2022）的对比研究按照 L-壳层对电子测量进行整理，我们引入了一个名为极区 L-壳层的空间参数。引入这一参数，是为了将本研究中中磁层的测量位置通过磁场映射至 Salveter 等（2022）极区观测区域内的位置。为进行这项计算，我们沿磁力线追踪中磁层测量位置，将其映射至 Salveter 等（2022）所用观测期间朱诺号极区位置的平均径向距离，约为 1.85 R_J。随后，对于这一位置，我们采用内部磁场模型 JRM33 的偶极矩，按照 Salveter 等（2022）中的方法计算 L-壳层。其思路是，若追踪完全准确，那么在中磁层和极区观测区域沿同一磁力线测得的电子，应分别归属于相同的 L-壳层和$polar$ L-壳层。然而，该计算采用的是不考虑地方时依赖性的轴对称外部磁场模型（Connerney 等人，2020年），因此在 $r > 30$ R_J 处预计会存在偏差。此外，沿如此长的距离，从木星磁层追踪磁力线至极区空间区域，对微小变化十分敏感。因此，与计算得到的 M-壳层相比，这一空间参数的不确定性预计更大。不过，我们的目标是通过近似确定本研究测量结果在 Salveter 等（2022）观测范围内的位置，提升两项研究的可比性，而非追求高度精确的计算。

2.3 束流检测

我们开发了一种方法，用于判断电子俯仰角分布中是否包含束流，从而提供一种可确保结果可重复的自动化流程。图3上图展示了一个束流的强度-俯仰角分布示例 I（α），其中测量强度以点表示。要将某个分布归类为束流，必须满足以下三项标准；这些标准分别针对每个能道 E_i 以及平行于和反平行于磁场的各个方向上的测量强度进行检验。

（1）俯仰角覆盖范围充足：相对于磁场方向测得的最小角度必须小于 $14°$，该值约为 JEDI 传感器视场的一半，应能确保具备测量束流的可能性。因此，平行和反平行方向上测得的最小俯仰角分别为 $\alpha < 14°$ 和 $\alpha > 166°$ 。

(2) 增强的场向强度：此标准确保分布在沿磁场方向上的强度高于 $\alpha = 90°$ 附近的强度，这体现了典型的高束流强度相较于各向同性背景电子强度的特征。我们决定，距离磁场方向最近的强度数据点——

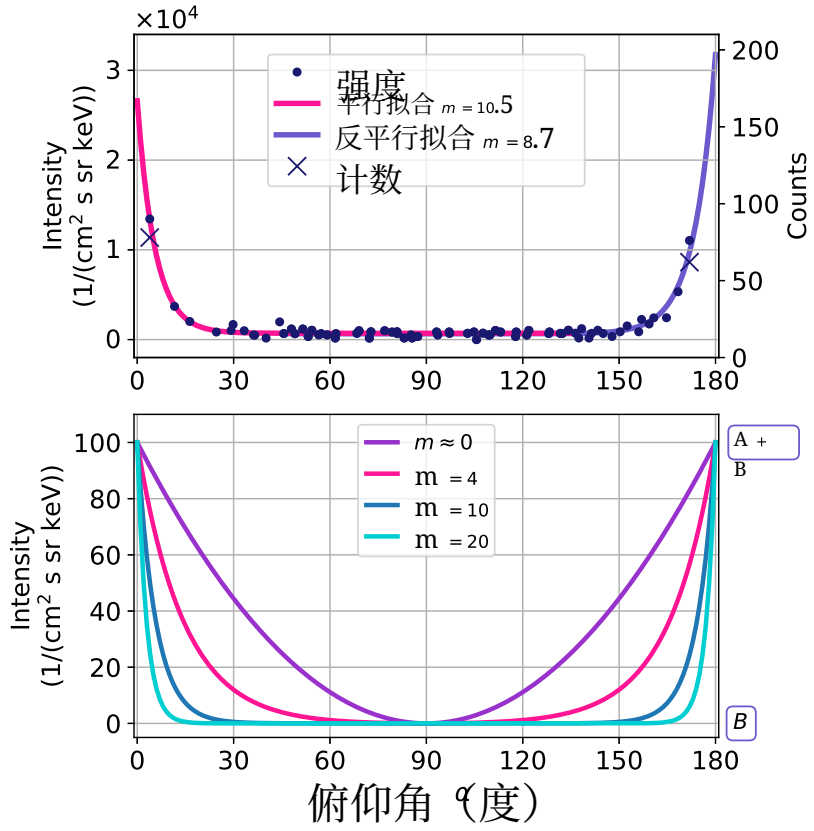


图3。（上）采用束流强度函数（实线）拟合的电子强度-俯仰角分布（点）。十字表示最靠近磁场方向的两个数据点的计数。该分布是在2018年 第36天的能道 E_2 中测得的，其中心能量为 $\bar{E}_2 = 32$ 千电子伏。（下）不同示例束流性参数 m对应的束流强度函数，其中 $A = 100$ 和 $B = 0$。

平行方向的 $I(\alpha_{min})$ 和反平行方向的 $I(\alpha_{min})$——必须高于各向同性背景电子平均强度 I_{iso} 六个标准差 σ_{iso}，才能被视为可能的束流：

$$I(\alpha_{min}) \geq 6 \times \sigma_{\mathrm{iso}} + I_{\mathrm{iso}} \tag{1}$$

根据以下公式，计算俯仰角为$45° - 135°$范围内测得的电子强度 I_n（其中 $n = 1,...,N$）的标准差 σ_{iso} 和平均强度 I_{iso}：

$$I_{\mathrm{iso}} = \frac{1}{N}\sum_n I_n \qquad \sigma = \sqrt{\frac{1}{N}\sum_n (I_n - I_{\mathrm{iso}})^2} \tag{2}$$

（3）足够的信噪比：可以假设电子测量值是具有统计不确定性的泊松分布事件，其统计不确定性可用信噪比 $SNR = \sqrt{n}$表示，其中 n 是在所考察时间间隔内的计数（Salveter 等人，2022年；Bevington 等人，1993）。要将束流信号视为有效，最靠近磁场方向的数据点必须至少测得九个电子计数，以确保信噪比不低于三。

为进一步表征所选束流，采用了 Mauk 和 Saur（2007）的技术，该方法涉及用束流 in- 对俯仰角分布进行拟合

tensity 函数，其形式如下

$$I_{Beam}(\alpha) = B + A \cdot \frac{\cosh(m \cdot (\alpha - 90) \cdot \frac{\pi}{180}) - 1}{\cosh(m \cdot \frac{\pi}{2}) - 1} \tag{3}$$

其中， α 是以度为单位的俯仰角， A， B 和 m 是自由拟合参数。随着 m 增大，束流变得更窄，这一点在图3底部图中针对 m 的不同取值进行了展示。相反，随着 m 趋近于零，该函数趋近于抛物线。该束度参数 m 有助于区分真实窄束流和“散射束”，后者的宽度更大。Mauk 和 Saur（2007）确定，束度为$m \geq 4$ 的分布被归类为真实窄束流，而 $0 \leq m < 4$ 的分布则被视为散射束。窄束分布的特征是从磁场方向向 90°方向的强度急剧降低，这使束流强度与更具各向同性的背景电子强度明显区分开来。参数B对应于 α =90° 处的最小强度，并表征各向同性背景电子的强度。参数 A 定义了磁场方向上束流高于各向同性背景强度的强度，从而使俯仰角为 0° 和 180°时的总微分强度为 $A+B$，如图3所示。除筛选窄束外，该方法还能够估算接近磁场方向处的束流强度，而这些区域通常未被 JEDI 充分覆盖。

在本研究中，我们对 Mauk 和 Saur（2007）的束流拟合方法进行了如下调整。为解析不对称性，分别在角度范围 $0° \leq \alpha \leq 135°$ 和 $45° \leq \alpha \leq$180°内对平行束流和反平行束流进行拟合。俯仰角上下限设在 90° 中点之外，以确保对两个拟合方向上的中间各向同性分布都能尽可能准确地表征。图3以实线显示了示例束流分布的拟合结果。

JEDI 强度数据点并非表示特定俯仰角位置上的测量值，而是对某一俯仰角范围内测得的电子进行积分所得。强度是根据 JEDI 传感器视场内的观测确定的，其瞬时视场半高全宽约为 9°×17°。因此，我们不会在每个数据点处计算解析束流强度函数，即公式（3）的值 h 拟合算法中的角度位置，而是在俯仰角范围内采用加权方案，以更准确地反映实际测量过程。拟合前，对每个数据位置上俯仰角范围为 ±4.5° 的束流强度函数进行加权，所用高斯函数的峰值为 1，半高全宽为 9°。

拟合质量取决于每个拟合数据区间的俯仰角覆盖范围，有时仅由少数几个接近场向方向的数据点支持。通过分析拟合参数取不同值时的最小化代价函数，可以验证优化拟合。成功的拟合会得到一组优化参数，这些参数对应于参数空间内代价函数的全局最小值。附录给出了两个测量区间示例的代价函数空间分析图，其计算方法与 Kim et al. (2020) 中所述方法类似。结果表明，最佳拟合参数对应的代价函数值最小，证明最小化过程成功。分析显示，拟合参数 A与 m之间呈正相关，相关程度受俯仰角覆盖范围的影响。由于这些参数相互依赖，且最佳拟合参数的确定精度取决于俯仰角覆盖范围，而该范围因测量而异，因此我们计划在分析中考虑拟合参数误差。根据束流性参数 m区分窄束（$m \geq 4$）和散射束（m <4）时，我们将参数误差 σ_m纳入考量，确保因参数不确定性较大而无法明确归类的束流不被划入任何一类。在我们的结果中，若 $m - \sigma_m \geq 4$，则将束流定义为真实窄束流；若 $m + \sigma_m < 4$，则定义为散射束。

计算平均能量通量时也会进一步考虑参数误差，具体见下文第2.4节。

2.4 能量通量的计算

对于在所有能道中均探测到窄束的时间间隔，计算能量通量，以便将其与 Salveter 等（2022）所研究的极光电子的能量通量进行比较。作为强度或微分粒子通量 $I(\alpha, E)$ 的函数的能量通量方程，可由穿过垂直于磁场方向的表面的粒子通量导出（ Baumjohann 和 Treumann，2012，第 121 页）。粒子通量可描述为

$$F_N = \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} d\theta \int_{\alpha_{min}}^{\alpha_{max}} d\alpha \int_{E_{min}}^{E_{max}} dE\ I(E,\alpha)\cos\alpha\ \sin\alpha \tag{4}$$

（Baumjohann 和 Treumann，2012，第 121、125 页）。随后，将强度乘以粒子能量，即可得到微分能量通量。由于本研究中所考虑的强度是在特定能道 E_i 内、于限值 $E_{i,min}$ 与 $E_{i,max}$ 之间测量并拟合的，这些粒子被归入该能道 E_i 的中心能量。各能道能量通量的计算简化为

$$F_{E_i} = \bar{E}_i \cdot \Delta E_i \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} d\theta \int_{\alpha_{min}}^{\alpha_{max}} d\alpha\ I_{Beam,i}(\alpha)\ \cos\alpha\ \sin\alpha \tag{5}$$

其中，$I_{Beam,i}(\alpha)$是根据方程（3）对能道 E_i 对应的束流性函数进行拟合所得。中心能量 E_i 和能道宽度 ΔE_i 的计算公式为

$$\bar{E}_i = \sqrt{E_{i,min} \cdot E_{i,max}} \tag{6}$$

$$\Delta E_i = E_{i,max} - E_{i,min} \tag{7}$$

从强度拟合结果中减去由拟合参数 B_i定义的各向同性背景强度，以获得扣除背景电子后的束流强度。假设电子分布具有回旋对称性，将所得强度对整个方位角范围积分。因此，能量通量为

$$F_{E_i} = 2\pi \cdot \bar{E}_i \cdot \Delta E_i \int_{\alpha_{min}}^{\alpha_{max}} d\alpha\ A_i \cdot \frac{\cosh(m_i \cdot (\alpha - \frac{\pi}{2})) - 1}{\cosh(m_i \cdot \frac{\pi}{2}) - 1}\ \cos\alpha\ \sin\alpha \tag{8}$$

其中， m_i和 A_i 是通道 E_i的电子俯仰角分布拟合参数。总能量通量 F_E 可通过将各通道 $F_E = \sum F_{E_i}$的能量通量F_{E_i} 相加得到。最后，方程8在 $\alpha_{min} = 0°$至积分上限 α_{max}之间积分，该上限通过不同方法确定。第一种方法是纳入整个束流强度，作为能量通量的上限。积分边界 α_{max} 直接设为 $90°$ ，因为对于所考虑的$m \geq 4$窄束，俯仰角接近 $90°$ 时的强度贡献可以忽略不计。这一点可见图3：强度朝 $\alpha = 90°$迅速下降。第二种方法是仅纳入中磁层测量位置处局部损失锥内的强度。Salveter 等（2022）测量的上行极光电子强度位于极区局部损失锥内。因此，在没有俯仰角散射的情况下，这一积分边界大致对应于极光束的宽度，因为电子在向磁层传播时会保持在损失锥内。第三种方法是估算散射过程，以确定散射束的宽度作为积分边界。下一节2.5将进一步介绍这种方法。

包括 Salveter 等（2022）在内的多项研究，估算了木星上层大气中测得的电子能量通量；极光辐射正是在此处产生的。在我们的研究中，将朱诺号测量位置处的总能量通量 $F_{E_{Juno}}$ 乘以中磁层中大气层处与朱诺号测量位置处的磁场强度之比，即可将其投影到木星上层大气。

$$F_{E_{atm}} = F_{E_{Juno}} \cdot \frac{B_{atm}}{B_{Juno}} \tag{9}$$

此估算假设电子始终处于磁通管内，并采用磁通守恒关系 $\Phi = \mathbf{A} \cdot \mathbf{B}$，其中$\mathbf{A}$ 是承载电子的磁通管横截面积，$\mathbf{B}$ 是磁场强度。鉴于测得的强度和由此得到的能量通量均按单位面积定义，因此，同一电子分布在磁通管中传播时，在靠近行星处的窄磁通管内，其强度会高于较远处较宽磁通管内的强度；在较远处，磁场被拉伸且强度较弱。通过将磁力线从磁层中的测量位置追踪至木星上层大气（约在木星动力学扁平化表面上方 400 km 处），计算 B_{atm} 的值，具体方法也见 Salveter 等（2022）。

由于最佳拟合参数容易受到不确定性的影响，我们对最终能量通量结果计算误差加权平均值。能量通量 σ_{F_E} 的误差根据误差传播方程（Taylor，1997，第 212 页）计算，公式如下：

$$\sigma_{F_E}^2 = \left(\frac{\partial F_E}{\partial A}\right)^2 \sigma_A^2 + \left(\frac{\partial F_E}{\partial m}\right)^2 \sigma_m^2 + 2\frac{\partial F_E}{\partial A}\frac{\partial F_E}{\partial m}\sigma_{mA} \tag{10}$$

其中， F_E 是投影到木星上层大气的总能量通量方程， σ_A 和 σ_m 是拟合参数的误差，而 σ_{mA} 是拟合参数 m 和 A的协方差¯。随后，加权平均值 F_E 通过下式计算

$$\bar{F_E} = \frac{\sum F_{E_i}/\sigma_{F_{E_i}}^2}{\sum 1/\sigma_{F_{E_i}}^2} \tag{11}$$

其中，F_{E_i} 和$\sigma_{F_{E_i}}$ 是所有所考虑事件的总能量通量及其误差。¯ F_E 中的相应误差为

$$\sigma_{\bar{F_E}} = \frac{1}{\sum 1/\ \sigma_{F_{E_i}}^2} \tag{12}$$

加权平均值及其不确定度的定义见 Taylor（1997，第177页）。

2.5 俯仰角扩散

假设从极光高度移动到赤道区域的电子会发生俯仰角散射。为研究其影响，我们应用俯仰角扩散方程（Kennel 和 Petschek，1966）

$$\frac{\partial f(\alpha,t)}{\partial t} = \frac{1}{\sin(\alpha)}\frac{\partial}{\partial \alpha}\left[D\sin(\alpha)\frac{\partial f(\alpha,t)}{\partial \alpha}\right] \tag{13}$$

对这组扩散系数 D，采用隐式后向欧拉格式求解该扩散方程。我们假设初始条件为一个高斯峰，其最大值位于 $\alpha = 0°$ ，标准差为 2 $\sigma = 0.25°$，这对应于测量位置处的平均局部损失锥。由此将散射过程简化为一个扩散过程：束流从估算出的宽度开始扩散，该宽度代表束流在中磁层中未发生任何俯仰角散射时可能具有的宽度。

采用诺伊曼边界条件，假设内边界 $\partial f(0°)/\partial\alpha = 0$处电子强度的变化为零；同时采用狄利克雷边界条件，假设外边界 $f(90°) = 0$处的电子强度恒为零。对时间 t 处的解进行高斯函数拟合，以确定新 $2\,\sigma$ 的俯仰角位置，该位置对应于散射束的宽度 α_{max}。高斯束流信号的扩散过程如图4所示，初始峰以粉色表示，三个示例时刻的解以紫色表示。对 $t = 30$ s时的最后一个解进行拟合，所得 $2\,\sigma$ 的位置以 $\alpha = 2.81°$处的黑色虚线标出。扩散系数取自 Li 等人（2021）的研究，具体内容将在下文介绍。

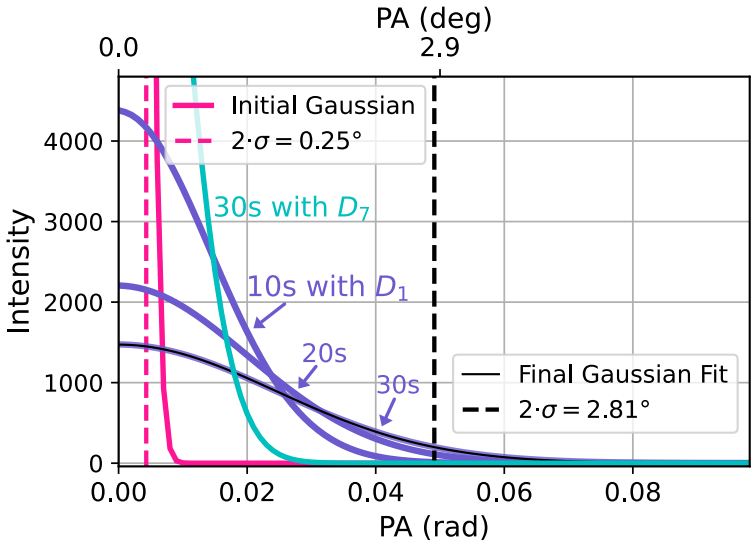


图4。 图中展示了扩散系数为$D_1 = 10^{-5}\mathrm{s}^{-1}$、对应于 $\bar{E}_1 = 32$ 千电子伏的 Li等人（2021）的俯仰角扩散过程。初始条件为一个高斯峰，其 $2\,\sigma$ 对应于中磁层的平均损失锥，以粉色显示。紫色曲线显示了三个示例时刻（10 s、20 s、30 s）的解函数，最后一个解函数采用高斯函数拟合。所得 $2\,\sigma$ 位置在 $\alpha = 2.81°$ 处以黑色虚线标出。此外，图中还以青绿色曲线显示了更高能道（$\bar{E}_7 = 755$ 千电子伏）对应的扩散系数$D_7 = 10^{-6}\mathrm{s}^{-1}$ 的解。

利用从假定的加速区（径向距离为 $r = 1.2$ $\mathrm{R_J}$ ）到中磁层位置的追踪传播距离以及估算的电子速度，为每次电子束测量计算散射时间 t 。速度仅根据相对论动能方程（Halliday 等人，2013，第1137页），并采用所考虑能道的中心能量进行估算。加速区设定在 $r = 1.2$ $\mathrm{R_J}$ 处，因为 Salveter 等（2022）的研究基于航天器位于 $r \geq 1.2$ $\mathrm{R_J}$ 处时的 JEDI 测量结果，而测得的上行电子必定是在航天器下方加速的。

其中一组扩散系数 D_{Li} 取自 Li等人（2021）的研究。该研究将哨声模波驱动的电子俯仰角散射作为弥散极光形成过程的一部分进行了考察。作者根据 Li 等人（2020）统计谱中测得的哨声模波特性，计算了赤道损失锥处的弹跳平均俯仰角扩散系数。

表1。 Li等人（2021）的扩散系数 D_{Li} 和 Williams 和 Mauk（1997）的扩散系数 D_{WM} ，对应各能道的中心能量 $\bar{E}_i$。

$\bar{E}_i$ (千电子伏)	D_{Li} (秒$^{-1}$)	D_{WM} (秒$^{-1}$)
32	1×10^{-5}	5×10^{-4}
57	7×10^{-6}	6×10^{-4}
102	5×10^{-6}	4.9×10^{-4}
180	4×10^{-6}	2.8×10^{-4}
335	3×10^{-6}	1.5×10^{-4}
755	1×10^{-6}	6.6×10^{-5}

Li等人（2021）所模拟的散射过程与观测结果相符，适用于本研究所考察能量范围内的电子。各能道的系数取自其补充信息中图 S3 的 d) 图，适用于 M壳层 17–20；这是现有资料中最接近我们研究区域的位置。此外，我们还采用 Williams和Mauk（1997）的扩散系数 D_{WM} 进行比较，因为这些系数是通过不同方法获得的。作者通过将电子俯仰角分布拟合到俯仰角扩散方程的解，确定了扩散系数。他们的研究重点是木卫三上方区域内电子向损失锥的俯仰角散射。对于每个中心能量，两组扩散系数均列于表1。Elliott等人（2018）在木星极冠（即主极光极向一侧的区域）观测到了电子束的俯仰角散射，其过程与本研究所考察的过程相似。他们研究中的扩散系数介于上述两组扩散系数之间。这些系数是在不区分能量的情况下独立计算的，因此本研究未采用这些系数。对于较长的扩散时间，可使用回跳平均扩散方程进行更精确的计算（Lyons等人，1972）；该方程考虑了沿磁力线的绝热俯仰角变化。

本研究采用的测量位置局限于等离子体片周围区域。这些位置对应的磁纬度范围内，磁场强度仍会发生变化 B。电子向磁赤道移动时， B 的减小会导致俯仰角减小 α。这种关系可表示为

$$\frac{\sin^2(\alpha_2)}{\sin^2(\alpha_1)} = \frac{B_2}{B_1} \tag{14}$$

在不同位置，粒子的磁场强度为 B_1 和 B_2 ，俯仰角为 α_1 和 α_2 （Baumjohann 和 Treumann，2012，第 25 页）。如果在更大范围的磁纬度上进行观测，俯仰角的变化可能与扩散效应相当，从而影响所研究电子束的束度。我们证明，对于我们的观测区域，估算出的扩散效应对 α 变化的影响，比不同磁纬度处 B 变化所产生的影响更显著。我们考察数据集中观测到的最大磁纬度处的 B ，以及沿磁力线从该位置追踪到磁赤道处的 B 。初始俯仰角为 $0.25°$时， B 的变化会导致 $0.18°$减小。相比之下，对于 $\bar{E}_i = 755$ 千电子伏，最小扩散系数 $D_{\mathrm{Li}} = 1 \times 10^{-6}$ 会使俯仰角平均增加 $0.6°$。

3 结果

本节介绍分析结果，包括以某个示例测量日为例介绍束流检测方法及由此得到的束流特性，例如双向性、束流阶段的出现时长、束流随空间参数变化的分布、能量通量，以及强度与束流性参数之间的关系。

3.1 测量日特性示例

图5展示了2019年第253天00时至17时协调世界时的示例测量日概览图，说明了束流探测方法的功能，并展示了所测环境的特性。上方的面板（1）和（2）分别展示了平行和反平行方向上每个30秒测量区间的拟合束流性参数 m，其中纵轴为能道，横轴为时间。束流性参数采用颜色编码：$m \geq 4$ 的窄束以粉色显示，$m < 4$ 的散射束以紫色显示。对于该概览图，不考虑参数误差 σ_m。根据第2.3节所述的束流探测判据二，当场向强度未充分高于背景电子强度时，相应的测量区间记为“各向同性”，并以蓝色显示。根据判据一，俯仰角覆盖不足的测量区间记为“低覆盖率”，并以灰色显示。面板（3）展示了电子强度-俯仰角谱图，其强度按30秒区间以及 ~ 30 至 ~ 1，200千电子伏范围内的六个能道取平均；横轴为时间，纵轴为俯仰角。除这些电子特性外，最后的面板（4）还展示了磁场特性，包括测得的总磁场强度 B（单位为nT）、以木星半径R_J表示的模型 M壳层，以及基于VIP4模型、以度为单位的绝对磁纬度。

在这一天，电子束流贯穿全天，仅间歇性地被各向同性分布打断。通过观察能谱图也可以直观看到这些束流：在 $\alpha = 0°$ 和 $\alpha = 180°$ 附近的强度高于俯仰角约为 $90°$的位置，尤其是在10至17协调世界时之间。JEDI测量的高时间分辨率表明，束流阶段的时间尺度从几分钟到几小时不等，其间会被各向同性分布打断，这与Mauk 和 Saur（2007）基于伽利略号电子数据报告的结果相似。第3.3节将对束流阶段的持续时间进行更详细的研究。

显然，大多数束流是在较低能道中探测到的。此外，随着能量升高，束流数量减少。这显示出一种规律：最高能道中的束流通常仅在所有较低能道中也探测到束流时才会出现。这可能是由于较高能量束流的强度较小，因而可探测性较低。一个可能的物理原因是，较高能量的束流所经历的散射较少，这一点可由表1中随能量增加而减小的俯仰角扩散系数看出。因此，这些束流总体上可能更加狭窄。这意味着，与散射更强、范围更宽的低能束流相比，它们的可探测性更加依赖于沿磁场方向附近足够的俯仰角覆盖范围。此外，较小的散射程度会使更多束电子越过镜点并在木星大气中损失，从而导致被俘获的高能束流数量减少。

强度谱图中的周期性特征与磁场性质显然和木星的自转有关，木星的自转周期约为10小时；如图2所示，这些特征可归因于朱诺号相对于磁赤道的运动。在磁赤道附近，磁场强度 B 达到局部最小值。背景电子强度以强度为特征

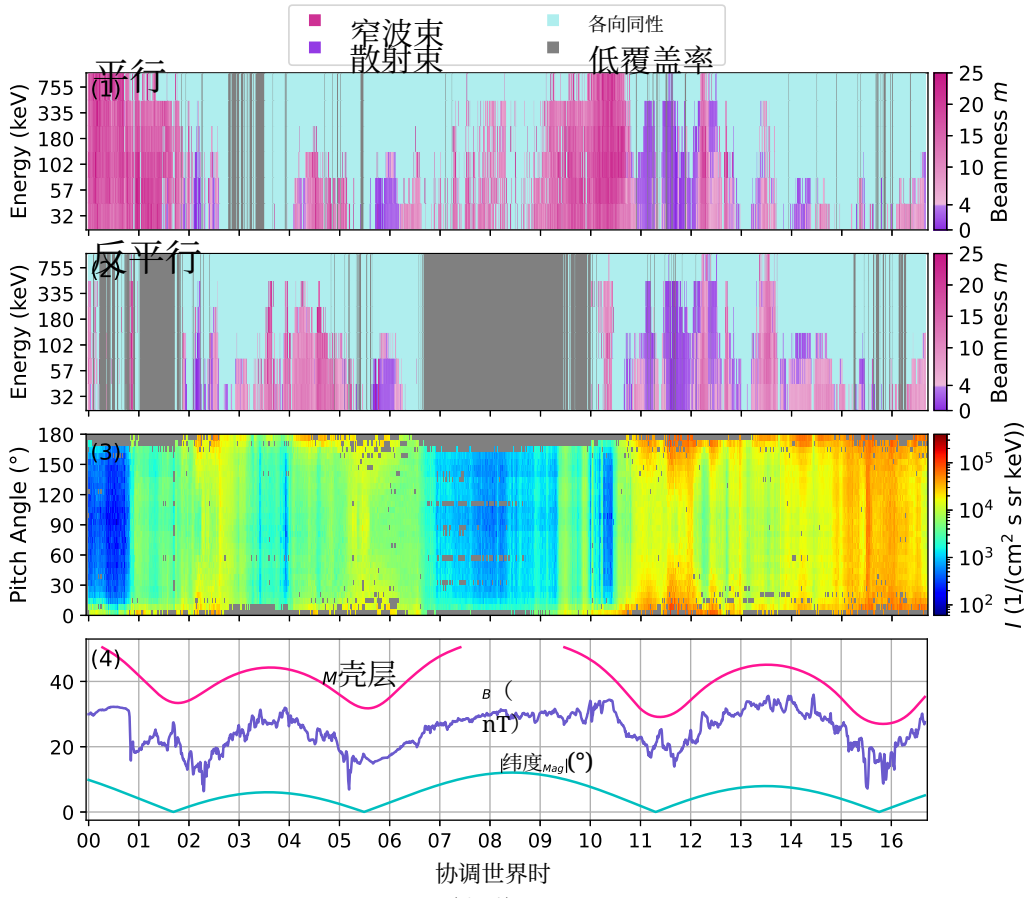


图5. 2019年第253天的示例概览图。(1) (2) 分别为平行方向和反平行方向上、按每个能道和30秒测量间隔对俯仰角分布所作的束流探测分类。束流性参数采用颜色编码，$m \geq 4$ 的窄束显示为粉色，$m < 4$ 的散射束显示为紫色。未满足束流检测标准的时间间隔中，代表俯仰角覆盖范围不足（低覆盖率）和场向强度偏低（各向同性）的间隔分别以灰色和蓝色显示。(3) 在30秒间隔上平均、并在 $\sim$ 30 至1,200千电子伏能量范围内平均得到的电子强度-俯仰角谱图。(4) 测得的总磁场强度 B（单位：nT）、模拟的 M壳层（单位：R_J）以及绝对磁纬度（单位：度）。

约为 $\alpha = 90°$，并随着与磁赤道距离的减小而增大，表明朱诺号正在接近或穿越等离子体片。Liu等（2021）此前在一项针对等离子体片的统计研究中记录了这两种观测结果。B 的最小值与磁纬度及 M壳层值相关。在模型所示的磁赤道处，M壳层等于径向距离，因此这些时段会出现局部最小值。这种相关性表明，M壳层的模型足够准确。正如Q. Ma等（2021）所指出的，由于俘获背景电子的强度增加，靠近等离子体片处的束流分布更加分散。在我们的研究中，靠近 B 最小值时紫色区间数量增加，表明 $m < 4$的散射束出现得更加频繁，这一现象也可观察到。

3.2 束流的双向性

示例日表明，俯仰角覆盖判据往往只在一个方向上满足，即平行或反平行方向，具体取决于仪器相对于磁场的局部配置。如果两个方向都具有足够的覆盖范围，通常会在两个方向上都探测到束流，呈现双向束流，而非单向束流。研究指出，在木星北极和南极观测到的极光可能是共轭的，这意味着两个半球会同时产生极光特征（G´erard 等，2013）。如果确实如此，则表明电子加速大致同时发生在北部和南部极光加速区。因此，在中磁层探测到的大多数极光束都应为双向束流，这与此前观测报告的结果一致。我们对束流的双向性进行了更深入的研究，并纳入了所有使用过的测量区间。研究结果见表 2。第一列显示能道 E_2 至 E_7的中心能量。第 2 列和第 3 列分别显示各能道 E_i中双向窄束和单向窄束的相对数量。我们仅考虑符合窄束定义、且束流性参数误差为 $m - \sigma_m \geq 4$的窄束，具体说明见第 2.3 节。出现率是相对于满足两个方向俯仰角判据的区间总数计算的，以确保能够测量到双向束流。对于单向束流的出现率，则将平行束流和反平行束流的计数相加。

对于能道 $E_2 - E_6$，检测到的双向束流多于单向窄束。然而，在最高能道 E_7 中，单向束流的出现率高于双向束流。请注意，随着能量增加，检测到的束流数量显著减少，这可能是因为束流强度随能量增加而降低，导致可探测性下降。因此，对于高能道束流而言，统计分布的代表性较弱。这或许可以解释为何能道 E_7 中单向束流更多这一相反的情况。

与各向同性方向相比，被归类为单向束流的时间区间在检测到束流的方向上平均具有更好的俯仰角覆盖范围。在被归类为可能各向同性的方向上，相对于磁力线观测到的最小俯仰角平均值为 10° 。这一数值显著高于在检测到束流的方向上观测到的最小俯仰角平均值 5.2°。这些发现表明，由于沿磁场方向的俯仰角覆盖不对称，一些俯仰角分布可能被归类为单向束流；也就是说，一个方向上的覆盖不足以检测到窄束。因此，我们确定了显示单向窄束的分布中，有多少具有两个方向对称的俯仰角覆盖范围。我们计算了单向窄束的相对数量，其中非束流方向测得的最小俯仰角等于或小于束流方向覆盖的最小俯仰角。这样可以确保两个方向具有相当或相近的可探测性。表 2 第 4 列显示了这些出现率。先前归类为单向束流的对象中，不到 $\sim 17\%$ 符合这一标准，表明观测到的束流单向性往往可能是由技术原因造成的。这些分布是否全都是真正的单向束流，以及它们具有何种特征，仍需在未来的研究中探讨。

3.3 束流阶段的持续时间

图5中束流探测分类随时间的分布表明，束流的出现率具有Mauk和Saur（2007）所描述的结构。束流通常以数分钟至数小时的阶段出现，并被阶段所中断

表 2. 双向（第 2 列）和单向（第 3 列）窄束（$m - \sigma_m \geq 4$）相对于区间总数的出现率；对于每个中心能量为 $\bar{E}_i$ （第 1 列）的能道，均须满足两个方向上的俯仰角判据。第 4 列显示单向窄束在以下区间中的相对占比：非束流方向上测得的最小俯仰角小于或等于束流方向所覆盖的最小俯仰角。

$\bar{E}_i$ (千电子伏)	双向（%）	单向（%）	单向（相似 PA）（%）
32	9.9	6.0	1.0
57	8.8	6.6	0.9
102	7.2	6.4	0.9
180	5.8	5.4	0.7
335	5.3	4.5	0.6
755	1.6	3.1	0.5

各向同性分布。我们对束流阶段的持续时间进行了更详细的分析，以确定束流的间歇性。鉴于束流起源于极光加速区这一假说，束流阶段的结构可为了解靠近行星处加速机制的持续性与结构提供认识。

需要注意的是，检测到的束流阶段的持续时间仅限于具有足够俯仰角覆盖范围的阶段持续时间。对于分析，我们将具有良好俯仰角覆盖范围的阶段定义为：根据第一个束流探测判据，至少连续三个测量区间（90 秒）具有足够的俯仰角覆盖范围。对于这些阶段中的每一个阶段，均确定束流阶段和各向同性阶段。我们将束流阶段定义为一个或多个连续的测量区间，在这些区间中，至少有一个能道测量到窄波束或散射束。由于我们希望分析束流阶段的间歇程度，因此将窄波束和散射束合并考虑。否则，对于存在散射束的窄波束阶段（例如在等离子体片附近），计算出的持续时间会更短。我们将各向同性阶段定义为一个或多个连续的测量区间，在这些区间中，所有能道均检测到各向同性分布。显然，与具有足够俯仰角覆盖范围的阶段一样长的束流阶段，其实际持续时间可能更长。无法确定束流阶段可能延长的具体时长。不过，可以识别出已经明确结束的阶段。因此，我们引入真实束流阶段作为一种额外的阶段分类。该阶段以其真实长度为特征，其起点和终点均在一个更长的、具有足够俯仰角覆盖范围的阶段内被观测到。这意味着，在束流阶段之前和之后，至少需要检测到一个没有束流的测量区间。根据这一定义，因俯仰角覆盖范围不足而结束的阶段不纳入该分类。

图 6 展示了四种阶段类型的直方图，其中阶段计数以阶段持续时间（秒）为函数。具有足够俯仰角覆盖范围的阶段标记为“良好俯仰角”，各向同性阶段标记为“各向同性”，束流阶段标记为“束流”，真实束流阶段标记为“束流（阶段）”。“良好俯仰角”阶段的最长持续时间为 5 小时 23 分钟（19380 秒），各向同性阶段为 5 小时 19 分钟（19140 秒），束流阶段为 1 小时 52 分钟（6720 秒），真实束流阶段为 1 小时 27 分钟（5220 秒）。所有阶段类型的计数均随阶段持续时间增加而减少。良好俯仰角阶段和各向同性阶段的计数通常最高，其

次是束流阶段和真实束流阶段。短时束流阶段数量众多，这可能表明极光电子加速至磁层、进而加速至木星的过程并非连续过程，而是具有结构性，正如 Mauk 和 Saur（2007）所提出的那样。如图5所示，全天均可探测到各向同性分布，即使在束流阶段持续不断时也是如此，至少在最高能量能道中如此。部分束流阶段可能会被短暂的各向同性区间打断，其中包含未分辨出的束流，从而导致短时束流阶段的数量增加。尽管如此，在中间磁层中存在多个持续时间较长的各向同性阶段，进一步支持了极光加速过程具有结构性的观点。

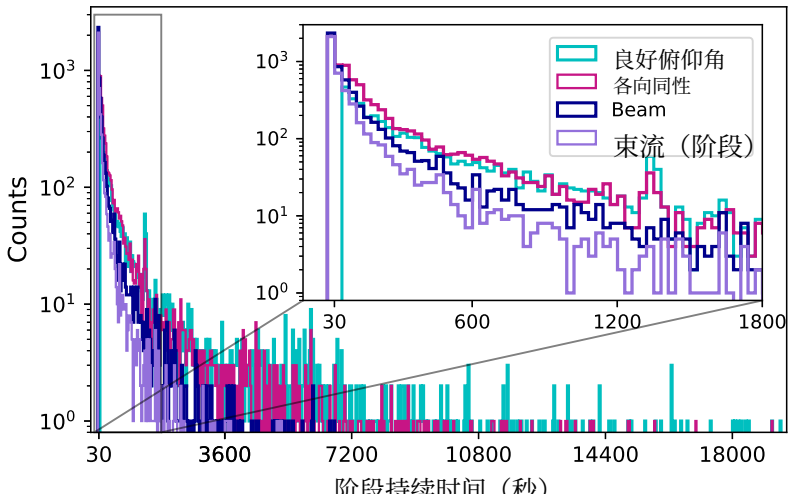


图 6. 四种阶段的直方图，显示各阶段的计数随阶段持续时间（秒）的变化。俯仰角覆盖范围充足的阶段标记为“良好俯仰角”，各向同性阶段标记为“各向同性”，束流阶段标记为“束流”，真实束流阶段标记为“束流（阶段）”。

3.4 空间束流分布

图 7 展示了俯仰角分布分类的统计出现率与径向距离 r、 M-壳层和 $polar$ L-壳层的关系。上方三个图中的灰色柱表示符合俯仰角覆盖判据的数据区间绝对计数。下方三个图展示了不同俯仰角分布分类的分布。紫色柱表示至少在一个能道中检测到具有 $m-\sigma_m \geq 4$ 的真实窄束流的测量区间相对计数。粉色柱表示在所有能道中都检测到窄束的区间相对计数。蓝色虚线柱表示至少在一个能道中检测到具有 $m+\sigma_m < 4$ 的散射束的测量区间相对计数。每个分箱中的分类数量均以该分箱内符合俯仰角覆盖判据的测量区间数为基准计算。相对计数同时考虑平行和反平行方向，因为束流具有双向性，使两个方向的出现率分布高度相似

共识别出 180,543 个俯仰角覆盖范围充足的区间、33,422 个至少在一个能道中出现窄束的区间，以及 5,180 个在所有能道中均出现窄束的区间。测得的径向距离对应的 M 值范围相近，为 14 至 50，分箱宽度为 1 R_J；$polar\ L$ 值范围为 11 至 14.5，分箱宽度为 0.125 R_J。M- 壳层参数描述了中磁层中更符合实际且强烈拉伸的磁力线。因此，它们对应的 $polar L$-壳层范围小得多，而后者描述的是偶极磁场。正如第 2.2 节所述，计算 $polar\ L$-壳层是为了确定 Salveter 等（2022）的极光研究的观测范围，该范围在磁场映射后与本研究所用测量相对应。该参数并不预期能准确反映 $polar\ L$-壳层。不过，$polar\ L$ 和 M 分布的变化趋势明显相似。

径向距离分布显示，在 14 到 50 R_J 的整个观测范围内均存在窄束。按 M-壳层绘制的分布中，在 $17 \leq M \leq 50$ 检测到窄束。所有分布都呈现出明显趋势：随着距离增加，窄束的相对数量也随之增加。径向距离分布中的窄束数量从 43 R_J 开始减少，而 M-壳层分布中的窄束数量则在接近观测边缘处达到最大值。与径向距离分布相比，M 分布中的这一趋势更明显，曲线也更平滑、离群值更少。因此，M 分布似乎反映了更具物理一致性的趋势。M-壳层和 L-壳层的数值源自模型计算，其中包含不确定性，并不像径向距离分布那样代表真实的位置测量。不过，可以认为 M 分布更可靠，因为磁力线追踪仅在赤道区域内的距离范围内进行，而且该分布与真实的径向距离分布高度相似。所有能道中检测到的窄束均呈现相似趋势：随着距离增加，相对计数增加，但 $M < 23$ 没有计数。散射束则呈现相反趋势：对于 $M \geq 23$，相对计数总体上随距离增加而减少。在 $M = 23$ 附近，散射束出现明显的峰值。需要注意的是，使用的总数据区间数量有限，例如在 $M = 15$ 附近，因此计算所得的分布可能无法准确反映真实的束流分布。

本研究主要关注束度 m满足条件 $m - \sigma_m \geq 4$的真实窄束流。我们推测这些束流是极光电子束，因为其窄宽度表明它们是在靠近行星处产生的（Saur等人，2006年）。因此，假设它们代表的统计分布与极光上行电子的统计分布相当。$m+\sigma_m < 4$ 的散射束可能是极光束，它们在穿过磁层传播时经历了更强的俯仰角散射。正如 Frank和Paterson（2002年）所述，假设束流的俯仰角分布会在其生命周期内因散射过程而发生变化，从窄束逐渐变为散射程度更高的束流，直至强度呈各向同性分布。如果电子始终位于损失锥之外，并在两个半球之间来回反弹，那么束流在磁层中传播时就可能发生这种散射过程。若没有俯仰角散射，束电子将保持在损失锥内的小俯仰角上，并到达另一半球的木星大气层。然而，散射束分布的强度从 $\alpha \approx 90°$ 到场向俯仰角逐渐增加，这可能是某种独特生成机制的特征，例如绝热加热过程（Woodfield等人，2014年；N´enon等人，2022年）。

所呈现的空间分布表明，电子束存在于中磁层的整个观测范围内，这与先前的报告一致（Tom´as 等人，2004a，2004b；Frank 与 Paterson，2002；Mauk 与 Saur，2007；

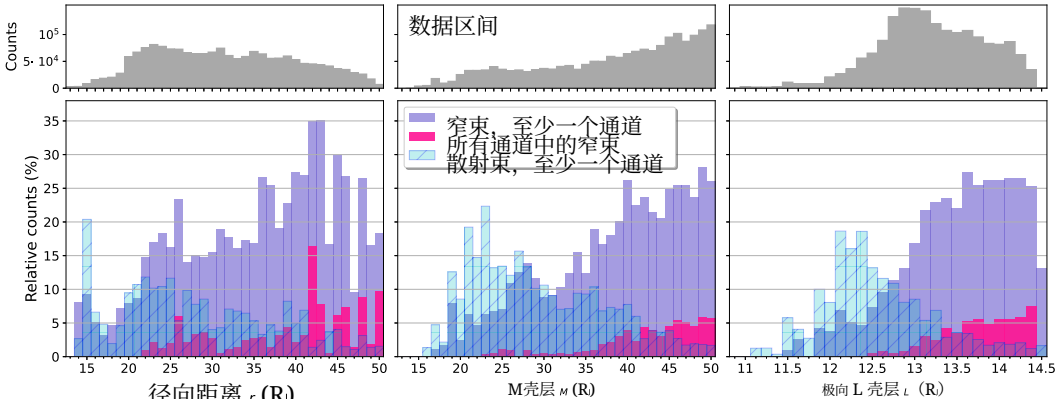


图 7. 俯仰角分布分类随径向距离 r（R_J）、 M 壳层和 $polar$ L 壳层变化的直方图。上方图显示满足俯仰角覆盖判据的数据区间的绝对计数（灰色）。下方三幅图显示不同俯仰角分布分类的分布。在至少一个能道中探测到窄束（紫色）、在所有能道中探测到窄束（粉色）以及在至少一个能道中探测到散射束（蓝色）的测量区间计数，相对于具有足够俯仰角覆盖范围的区间计数进行显示。

Q. Ma等人，2021）。较小距离处窄束数量的减少，与此前针对 $M < 15$ 讨论的双向或各向同性分布逐渐过渡为煎饼状俯仰角分布的现象一致（Tom´as 等人，2004a；Q. Ma等人，2021）。仅根据木卫三极光足迹位于极光的向赤道侧位置，可将主极光发射映射到木星赤道磁层中木卫三轨道所在的 $r \approx 15$ R_J 与数十个木星半径之间的区域（Tom´as 等人，2004a）。正如Allegrini 等人（2020）所讨论的，通常认为主极光发射可映射至 $20-60$ R_J，但映射结果取决于所选用的磁场模型。这些作者发现，使用JRM09模型（Connerney 等人，2018）和CAN1981模型（Connerney 等人，1981）时，主极光发射的向赤道侧边缘可映射至51个 M-壳层。然而，他们还指出，改进的磁场模型很可能会使这一边界更接近预期的 $20-30$ R_J。因此，本研究所描述的窄束探测区域及其狭窄的角宽度已经表明，它们的源区可能位于靠近木星的极光加速区内，这与先前的推测一致（Frank 与 Paterson，2002；Mauk 与 Saur，2007）。

为比较极光电子与中磁层束的出现率分布，我们重点关注至少在一个能道中检测到的束流。这是因为检测方法多次将俯仰角分布（尤其是较高能道中的分布）判定为各向同性，而其中可能包含未能分辨出的窄束流和低强度束流。这可能是所选沿磁场方向强度标准造成的，该标准旨在排除沿磁场方向强度随机偏高的分布。将 L-壳层分布与 Salveter 等（2022）图 7所示结果进行比较后发现，本研究考察的电子在磁场上对应于极区观测范围中较小的一部分，即 L-壳层的 $11-15$之间。测量仅覆盖较小范围的 $polar$ L-壳层，因此无法确切地将其与指定位置关联起来，详见第2.2节。Salveter 等（2022）的补充信息中也指出，类似的 L-壳层范围对应于14至50之间的 M-壳层。此外，场向分布的相对计数（图5），以及相对于这些分布的

Salveter 等（2022）中的向上行和双向电子（图 7），在所涵盖的 L-壳层范围内及其之外，均随距离持续且显著地增加。这一趋势对应于一个明显特征，而该特征确实出现在我们的束流分布中，与所检验的假设相符：中磁层束代表向上加速的极光电子。考虑到电子分布的强度通常会随其与行星距离的增加而减弱，从而降低可检测性，束流相对数量随距离增加的真实趋势可能更加显著。

与窄束相比，散射束所呈现的相反趋势乍看之下似乎令人惊讶。在假设窄束会转变为散射束的情况下，随着距离增加，窄束数量不断增加似乎应当会导致散射束数量也不断增加。观测到的减少可能归因于技术因素：与窄束相比，束流检测方法会更快地将散射束筛除。这是因为场向强度要与宽俯仰角范围内的各向同性背景强度进行比较，该范围为 $45°-135°$，最初是针对窄束检测而设定的。然而，对于强烈散射的束流，指定的俯仰角范围包含了束流本身。因此，其平均强度更大，散射束必须表现出比窄束更大的场向强度，才能满足第二项判据。此外，随着距离增加，束流强度减弱，其可探测性也会降低。然而，目前尚不清楚这一效应在多大程度上会随距离增加，以及在实际的增加分布中是否会导致相反的趋势。相比之下，散射束在 M =23附近的峰值尤为明显，在Q. Ma等（2021）的结果中也同样可见，这表明该现象不太可能归因于技术因素。在他们的研究中，俯仰角分布经历了从场向分布到煎饼状分布的渐变过程，其间在 $M \approx 20$处出现了更宽的场向分布。

如本节前文所述，较宽的束流不仅可能表现为散射极光束，也可能源自等离子体输运机制。木星磁层中的等离子体输运，从木卫一轨道周围的等离子体源区到外磁层，可用离心力驱动的通量管交换来描述（Southwood和Kivelson，1987年）。在讨论土星磁层中的电子输运时，Rymer等人（2008年）指出，在前两个绝热不变量守恒的条件下，各向同性俯仰角分布的等离子体向外径向输运会形成场向分布；随着电子冷却，这种分布类似于带有 $m \approx 0$的束流。相反，向内径向输运会形成受热的煎饼分布。N´enon等人（2022年）指出，初始为高能电子的绝热向外输运有可能产生高能散射束分布。正如Woodfield等人（2014）所展示的那样，哨声波可通过加速电子产生此类高能电子源。这会在 $L \approx 9$ 附近形成相空间密度峰值，并驱动电子在较大的 L壳层上向外径向扩散。

等离子体输运过程也可能解释为何存在大量宽广的沿磁场束流，这与这些分布是俯仰角散射极光束流的假设相吻合。Clark 等人（2014）指出，对于土星磁层而言，沿磁场电子分布的向内绝热输运能够使双向束流展宽为蝴蝶形分布，并最终形成煎饼分布。正如 Kollmann 等人（2018）所示，高能电子的向内径向扩散可能是中磁层内一种重要机制，负责为木星辐射带补充高能电子。正如这些作者所提出的，在较远距离处需要有高能电子源，而极光加速区中的电子加速过程或可解释这一来源。

另一种可能的原因基于等离子体输运的时间尺度。正如Bagenal和Delamere（2011）所证明的，等离子体输运在磁

层深处靠近木卫一处最慢，并随距离增加。因此，在较小的 M壳层产生的束流会在这些 M 壳层附近停留更长时间，并且在被输运出中磁层之前，可能比在较大 M壳层产生的束流经历更大程度的俯仰角散射。径向等离子体输运速度在径向距离分别为 $r = 20$ $\mathrm{R_J}$ 和 $r = 40$ $\mathrm{R_J}$处计算为 $6-30$ $\mathrm{km\ s^{-1}}$ 和 $20-150$ $\mathrm{km\ s^{-1}}$ （Bagenal 和 Delamere，2011）。我们估计初始窄波束在持续俯仰角散射作用下向外输运、直至被散射到被视为散射束宽度（$m < 4$）时所经过的径向距离。所需散射时间针对一个更为简化的扩散过程导出，从半高半宽（HWHM）为 0.2° 的初始分布出发，到半高半宽为9.9°的分布，后者即阈值束度为 $m = 4$时束函数的半高半宽（Mauk 与 Saur，2007）。该计算有代表性地使用表1中动能为102千电子伏的电子的扩散系数 $D_{\mathrm{Li}} = 5 \times 10^{-6}$ 和 $D_{\mathrm{WM}} = 4.9 \times 10^{-4}$。由此得到扩散时间为 $t_{Li} = 5732$ s和 $t_{WM} = 58$ s，而平均反弹周期约为90 s。在考虑 D_{Li}的情况下，束流随磁通管在这些时间内移动所穿越的径向距离，对于初始束的产生分别位于 $M = 20$ 和 $M = 40$ 的情形，范围为 $0.5-2.4$ $\mathrm{R_J}$和 $1.6 - 12$ $\mathrm{R_J}$。对于 D_{WM}，径向距离对于初始束的产生分别位于 $M = 20$ 和 $M = 40$的情形，范围为 $0.005-0.024$ $\mathrm{R_J}$ 和 $0.016-0.12$ $\mathrm{R_J}$。这些计算表明，对于较快的输运情形以及与 D_{WM}相近的扩散系数，较近处的束流将被输运至 $M = 22$，而在更远位置产生的束流将位于 $M = 62$，因而会落在观测范围之外。这一估计表明，位于外侧中磁层的束流可能不会对我们观测范围内的散射束群体作出显著贡献。在较慢情形以及扩散系数更接近 D_{Li} 的情况下，散射束在 $M = 20$和 $M = 40$处的贡献将相近。这些计算是简化的，旨在说明不断增大的等离子体输运速度对中磁层中所观测束流群体可能产生的影响。它们没有考虑其他效应，例如能量更高的电子的不同输运条件，或低纬度处的局部磁通管交换而非两条完整磁通管的交换（X. Ma 等人，2019年），
whic

h

只会输运束电子中低高度的部分。

在本研究中，我们无法区分由绝热加热产生的宽广场向分布，与强烈散射、实际呈现俯仰角散射极光束的散射束分布，因为两者似乎都呈现出强度朝场向俯仰角逐渐增加的俯仰角分布。因此，这里无法阐明宽束形成背后的内在机制。不过，本研究观测到的窄束与其起源于极光加速区的情况相符。

3.5 能量通量

除了电子束的统计出现率外，其能量特性还可用于比较不同的电子分布。图8下图显示了根据第2.4节所述的 α_{max} 四种定义，将束流投影至木星上层大气后得到的能量通量。上图显示了用于能量通量计算的数据区间的绝对计数，这些区间对应于在所有能道中均检测到真实窄束流的区间。需要注意的是，能量通量是利用拟合强度函数而非测量强度计算得出的。在赤道中磁层中，JEDI 无法完全分辨窄束，因此必须采用这种方法；但这也增加了强度估算的不确定性。对于每个 M-壳层区间，按照第8节所述，考虑各能量通量值的误差，计算其误差加权平均值。

积分上限为 $\alpha_{max} = 90°$ 时的总束流能量通量构成上限，其数值范围为 7×10^3 至 3×10^4 mW m^{-2}。另一方面，下限由局部损失锥内的能量通量确定，其平均值为 $0.25°$。这估算了不存在任何俯仰角散射时电子束的宽度。此时能量通量值小三个数量级以上，范围为 4 至 14 mW m^{-2}。作为额外的界限，我们计算了新形成的极光束在从极光区到赤道中磁层测量位置的 $\sim 1/4$ 反弹周期内经历俯仰角散射后的散射宽度。采用 Li等人（2021）的扩散系数 D_{Li}，散射宽度 α_{max} 从 32 千电子伏能道的平均值 $2.8°$ 到 755 千电子伏能道的 $0.6°$，对应的能量通量介于 2×10^1 和 2.5×10^2 mW m^{-2} 之间。采用 Williams和Mauk（1997）的对比扩散系数 D_{WM} 计算出的散射宽度内能量通量，其平均值范围为 $20°$ 至 $4.5°$，更接近总束流能量通量，数值为 6.5×10^2 和 7×10^3 mW m^{-2}。在这四种方法中，投影能量通量总体上都随距离增加而降低。这可能是中磁层束流的实际特性，也可能是磁场强度随距离增加而减弱所导致的强度下降所致；采用磁通守恒方法时，未必能从数据中完全准确地计算出这种影响。还应注意，$M < 35$ 的区间绝对计数较低，因此能量通量的代表性可能较差。对于这一 M-壳层范围，能量通量曲线较不平滑，且总体数值较大；这些可能是特定束流的特征，而非具有统计代表性的性质。

假设检测到的中磁层束代表极光中的向上沿磁场方向电子，则预计它们具有相似的能量通量。Salveter 等（2022）图5中的能量通量，是所有极光沿磁场方向分布的平均值，即向上行和双向加速电子（中磁层中检测到的束可能正是由它们构成）以及向下加速电子的平均值。然而，在所涵盖的 L 壳层中，向上行和双向分类与向下分类的相对计数均约为 50%。因此，计算得到的平均能量通量值可视为向上行和双向电子的代表值，并可与本研究中的束能量通量进行有意义的比较。所涵盖 L壳层的极光电子平均能量通量约为 1×10^2 至 3×10^2 mW m^{-2}。图8中以橙色阴影区域表示这一范围。与出现率分布不同，较小的 L 壳层并未呈现明显的单调趋势。因此，预计我们的结果中不会辨识出该变化趋势，因为磁场映射仅能作为一阶近似。在我们的研究中，局部损失锥内的能量通量被发现小了一个数量级以上。这表明，在假设损失锥内的强度得到准确建模的情况下，大多数束电子会散射出损失锥。因此，这些电子将无法到达木星大气层。相反，它们会被反射回来并被困在磁层中，以高能电子的形式补充木星磁层中的电子群体。值得一提的是，少部分仍留在损失锥内的电子可能会通过库仑散射反向散射回磁层；对于沉降进入地球大气的电子，Qin 等人（2024）已观测到这一现象。使用 $\alpha_{max} = 90°$计算得到的总束能量通量约为极光平均值的两百倍。对此一种可能的解释是：即使束流性参数大于4，只考虑窄束（预计这些窄束相对较新）时，测得的不仅是新产生束，还包括新束与较老束的受困部分的叠加。相反，在极光加速区内，观测很可能只测得新产生的向上行束，因为这里只考虑损失锥内的强度。

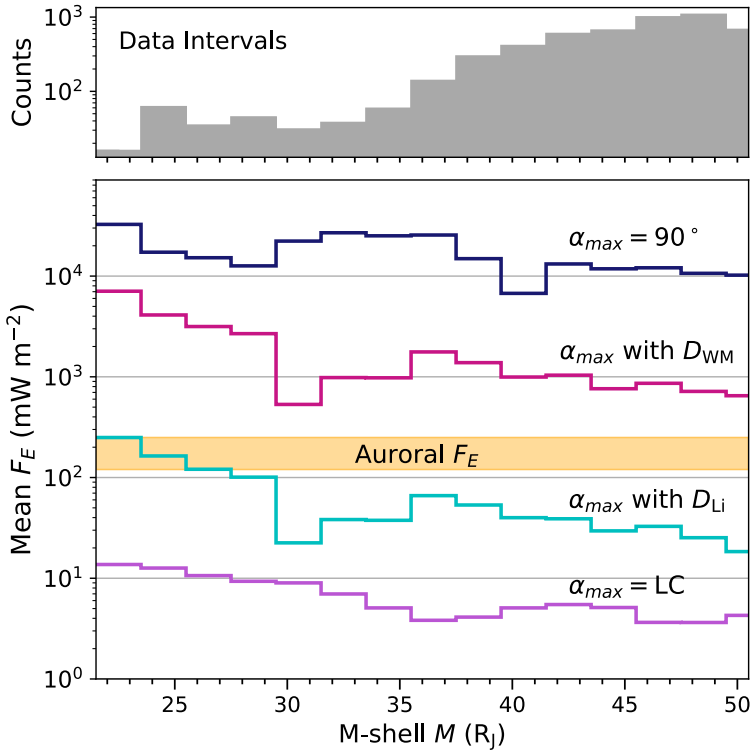


图8. 投射到木星上层大气中的窄电子束的误差加权平均能量通量随 M-壳层的变化。上图显示了用于能量通量计算的数据区间的绝对计数。根据假设的束流传播至中磁层过程中发生的俯仰角散射过程，我们针对四种不同的束宽定义 α_{max} 计算了能量通量。对每个 M-壳层区间计算误差加权平均值，其中包括两个束流方向。橙色阴影区域表示 Salveter 等（2022）报告的极光场向电子在所涵盖的 L-壳层中的平均能量通量范围。

此外，技术原因也会影响两项研究中计算得到的能量通量值。为避免强度被低估——JEDI在较小俯仰角处通常无法对强度进行良好分辨——我们根据拟合束流强度函数计算强度。对于极区观测而言，这并非必要，因为损失锥要大得多，且JEDI测量对其覆盖更好。不过，极区观测未必能够观测到全部强度。Mauk等（2018）的补充信息中描述了电子束强度的低估问题。因此，极区能量通量可能小于实际平均能量通量。此外，如前文所述，可以认为在我们的研究中，强度较低的束更可能被束流检测方法筛除，从而可能导致更大的平均能量通量。

极光平均能量通量介于用 D_{Li} 和 D_{WM}计算的散射宽度内的能量通量之间，其中 D_{Li} 对应的能量通量略更接近极光能量通量。这些相近的能量通量似乎与中磁层束产生于极光加速区这一图景相一致。此外，它们表明，采用介于两组系数之间的扩散系数对扩散方程进行数值求解，可给出良好的初步估

计极光束的散射过程。需要注意的是，所使用的扩散系数被归因于基于波粒相互作用的俯仰角散射过程。然而，其他机制也可能相关，例如磁力线曲率散射，其对中磁层中的高能电子可能相当重要（Gu等人，2024）。此外，当考虑恰好位于估计散射宽度内的电子时，强度不仅显示新的束电子，还显示包含先前束流分量的叠加束强度。然而，在连续散射过程以及扣除各向同性背景强度的假设下，磁场方向附近的窄宽度应主要由最新束流所代表。因此，即使采用真实的散射宽度，计算得到的能量通量预计仍会大于极区极光平均值。在本研究中，我们无法说明这些效应有多强，以及能量通量应当大出多少。尽管如此，我们假定，这些散射宽度内最接近极光平均值的能量通量，可作为我们最可靠的估计，以支持中磁层束源自向上加速的极光电子这一假说。

3.6 强度与束度之间的关系

我们分析的中磁层束流的一个特性，是其强度与束流性参数 m 之间的关系。图9展示了各能道中束流的积分强度或通量随束度参数 m 的变化。积分强度是按照$\alpha_{max} = 90°$（与方程8类似）计算的总束流积分强度，并根据方程2.4投影到木星上表面。这样可以更有意义地比较强度。对于此图，我们排除了束度值等于拟合参数边界 $m \approx 0.01$ 的拟合结果。可以清楚地看到，在所有能道中，随着强度增加，束流通常表现出较小的束度 m，这表明束宽较大。最高强度部分仅由 $m < 4$ 的散射束构成，而最低强度部分则仅存在 $m \geq 4$的窄束。图中显示，不存在强度相对较高且束度较大的束流 m，也不存在强度较低且束度较小的束流。这表明强度较高的束流散射程度更大。

低强度散射束的缺失，在一定程度上可归因于前文所述的较强散射束和低强度束的较低可探测性。后者可以从图中看出：随着能道增加，强度以及束流总数随之减少。然而，低强度的强散射束测量结果缺失，也可能存在物理上可以解释的原因。当束流被俘获足够长的时间并发生如此程度的散射时，新的束流可能已经在同一 M壳层上产生，从而导致在同一时间间隔内测量这些多个束流时，总强度增加。

没有技术上的理由表明无法测量高强度的窄束。高强度光束束度较低的可能原因，涉及散射程度与光束寿命之间的关系。根据束度定义的宽散射光束 $m < 4$ 可能包含多个较早形成的散射束，也可能包含新窄光束；而对于窄束，宽度限制意味着其中不会有旧光束。因此，在光束被散射至较强之前，生成更多新光束并提高测量强度的时间有限，所以其中可能只有一束或少数几束新光束。这使散射光束分布中的光束数量更多，从而产生更大的测量强度。

此外，也可能存在一种取决于光束强度的物理机制，使强度较高的光束实际发生更强的散射。已有研究指出，高能电子束可能是地球磁层（Ergun 等，2003）和木星极冠（Tetrick 等，2017；Elliott 等，2020）中哨声模波的源头。这些波随后可能散射电子束本身；正如极冠中的波所显示的那样，它们会促使电子束发生俯仰角散射（Elliott 等，2018）。如果强度较高的光束产生更强的波，而这些波能够使光束发生更强的俯仰角散射，那么这可能是一种促成观测到的高强度光束束度较低趋势的机制。正如 Q. Ma 等（2024）所示，由煎饼状电子分布产生的哨声波，其增长率在电子强度较高时也较高；这类电子分布的各向异性与电子束相反。

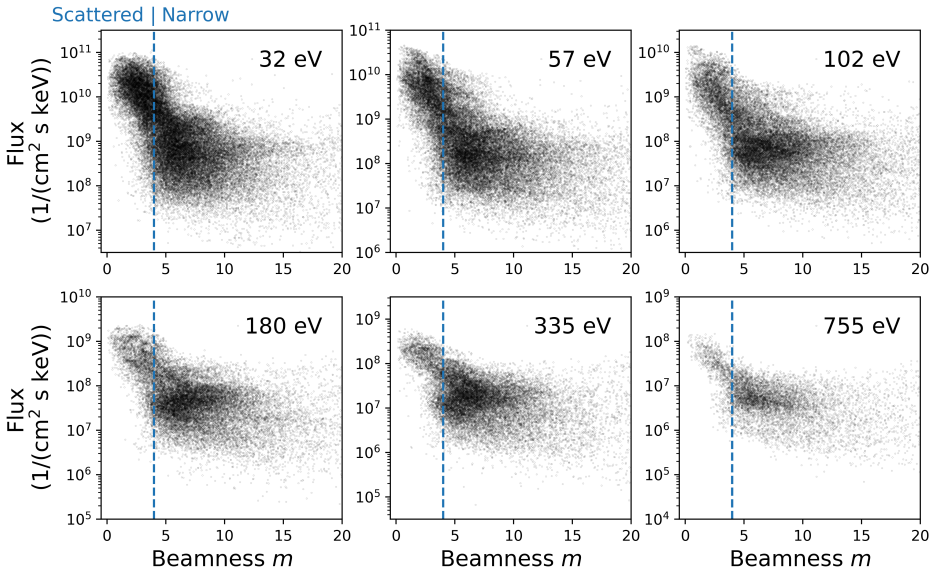


图9。积分至 $\alpha_{max} = 90°$ 并投影到木星高层大气的束流强度，按各能道绘制并与束流性参数 m 对比。

4 结论

我们的研究考察了朱诺号在第 8 至 30 轨道上测得的高能电子，测量位置的径向距离介于 13 至 50.5 R_J 之间。研究旨在定性检测电子束，并将其特征与极光电子进行比较，以确定中磁层束是否如先前预期的那样，在低高度极光区加速。

此前，针对伽利略号（Frank与Paterson，2002；Tom´as 等，2004a、2004b；Mauk 与 Saur，2007）和朱诺号（Q. Ma 等人，2021）的电子数据开展的研究，已记录了木星中磁层中双向电子束的出现。这些电子束出现在映射至主极光辐射区域的磁力线上，且宽度很窄，这表明它们可能在低高度极光区加速。主极光上方加速区域中的电子向上加速，需要一种机制；这与此前认为这些磁力线上只有朝行星方向的静电加速的预期相矛盾。根据伽利略号观测（Mauk 与 Saur，2007），这一点此前已被提出；而朱诺号观测到的双向和宽带极光电子进一步为此提供了支持，这些电子表明存在随机加速（Mauk 等人，2017a、2020；Clark 等，2017；Saur等人，2006；Saur等人，2018；Salveter 等（2022））。这些观测与以下假设一致：在中磁层观测到的电子束确实是向上加速的极光电子。我们将本研究中的电子束与 Salveter 等（2022）统计研究中分析的主极光上方向上行和双向电子进行了比较。检测方法表明，按照 Mauk 和 Saur（2007）的定义，真实窄束流遍布整个中磁层观测范围。本研究的电子测量位置经估算，在磁场映射上对应于 Salveter 等（2022）极区观测范围内 L-壳层的 $11-15$ 。在这一范围内，极区研究显示，随着沿磁场方向电子分布占比增加，向上行和双向分布的占比单调上升。本研究中窄束的出现率也随距离增加而呈现类似的上升趋势，这与所考察的假设一致。基于极光电子的统计研究和估算的映射关系，我们推测，随着距离进一步增加，电子束的数量还会继续增多。未来对更远距离处电子的研究，或可揭示中磁层测量中是否还能观测到极光电子分布，并有助于将主极光辐射映射至赤道磁层。

我们针对不同方法计算了窄束的能量通量，并将其与 Salveter 等（2022）中极光场向电子的能量通量进行了比较。考虑总束强度时，能量通量比平均极光能量通量高出两到三个数量级。这表明，即使只考虑窄束，测得的也不只是新产生的束，而是新束与较老捕获束的叠加。仅损失锥内束流的能量通量比极光平均值低一个数量级以上，这说明大多数束电子会散射到损失锥之外，并被捕获在木星磁层中。这一发现进一步支持了这样的假设：极光电子加速可能是木星中磁层高能电子的重要来源；Saur等人（2018）曾讨论过这一点，而 Mauk等人（2024）最近结合对能量超过数十兆电子伏的上行极光电子的观测，也对此进行了探讨。通过求解俯仰角扩散方程计算得出的估计散射宽度内的能量通量，介于总束能量通量与损失锥能量通量之间。极光平均能量通量介于使用两组扩散系数 D_{Li} 和 D_{WM}计算得到的散射宽度内能量通量之间。我们的解释是，这些相近的能量通量进一步支持了以下假设：中磁层束产生于高

纬度极光加速区域，并在传播至中磁层的过程中发生散射。

极光电子的加速机制仍是一个持续讨论的话题。具有单能特征的极光电子似乎由静电势加速，而波粒相互作用则被认为是使占主导地位、具有随机加速特征的电子获得能量的机制。阿尔fv´én波在木星中间磁层中表现为磁场波动，有时也出现在极区磁层中；目前的讨论认为，这些波在加速过程中发挥着关键作用（Saur等人，2003，2018年；Sulaiman等人，2022年；Salveter等人，2025年）。

我们研究了窄电子束的双向性，以确定它们是否如以往观测所述，总是同时沿磁场的平行方向和反平行方向被探测到（Frank 与 Paterson，2002；Tom´as等人，2004a；Mauk 与 Saur，2007）。结果表明，与单向束流相比，双向电子束的探测率更高。研究还显示，探测到单向束流往往可归因于沿磁场方向平行和反平行方向的俯仰角覆盖范围不对称。结果表明，极光电子束可能经常在两个半球同时产生。

较宽的散射束可能是极光束流，但也可能部分源自绝热输运机制。散射束的数量随距离增加而减少，并在约 $M = 23$ 处达到最大值。这一趋势与窄束相反，可能是由于极光束流向内绝热输运所致；这种输运能够使双向束流变宽（Clark 等，2014）。这也可能归因于等离子体输运速度随距离增加而增大，正如 Bagenal 和 Delamere（2011）所展示的那样。在较小 M 壳层产生的束流，可能会在这些 M 壳层停留更长时间，并在被输运出中磁层之前经历更大程度的俯仰角散射；而在较大 M 壳层产生的束流则不然。仅凭俯仰角分布，尚不清楚能否区分绝热增能的宽场向分布与呈现俯仰角散射极光束流的散射束分布。要更好地理解散射束的特性及极光束流的演化过程，还需进一步研究其产生机制。

我们将结果总结如下 t:

1. 在径向距离为 14 至 50 R_J 的赤道中磁层各处均存在窄电子束，且其出现率随距离增加而上升。2. 根据出现率和能量通量，这些束流符合起源于极光向上加速电子的特征。3. 损失锥内的能量通量表明，大多数束电子会散射出损失锥，并在中磁层中充当高能电子源。4. 双向窄束比单向束流更常被探测到，这表明它们通常在两个半球同时产生。

.

5. 散射电子束的出现率随距离增加而降低。这些较宽的束流可能是经俯仰角散射的极光束流，但也可能部分源于绝热输运机制。

附录 A 代价函数空间分析

可以通过分析拟合参数取不同值时的代价函数，验证优化拟合。代价函数 Cost $= 0.5 \cdot \sum_n^N (I_{data}(\alpha_n) - I_{fit}(\alpha_n))^2$表示数据 I_{data} 与拟合束函数 I_{fit} 之间的差异，其针对 N 个数据点，并在拟合算法中被最小化。成功的拟合会得到优化参数，这些参数对应于参数空间内代价函数的全局最小值，正如 Kim et al. (2020) 所述。图 A1 展示了示例测量时间段中，代价函数随拟合参数 A、B 和 m 变化的情况。图中数值表示相对于最佳拟合参数所对应的代价函数值的代价函数值，范围在最佳拟合参数的 $\pm\sigma$ 以内。上方图示为 2018年第88天 01:38 UTC 的结果，下方图示为 01:46 UTC 的结果。这些图表明，最佳拟合参数对应的代价函数值最低，证明拟合最小化过程是成功的。结果显示，拟合参数 A 和 m之间存在正相关，相关程度受俯仰角覆盖范围的影响。

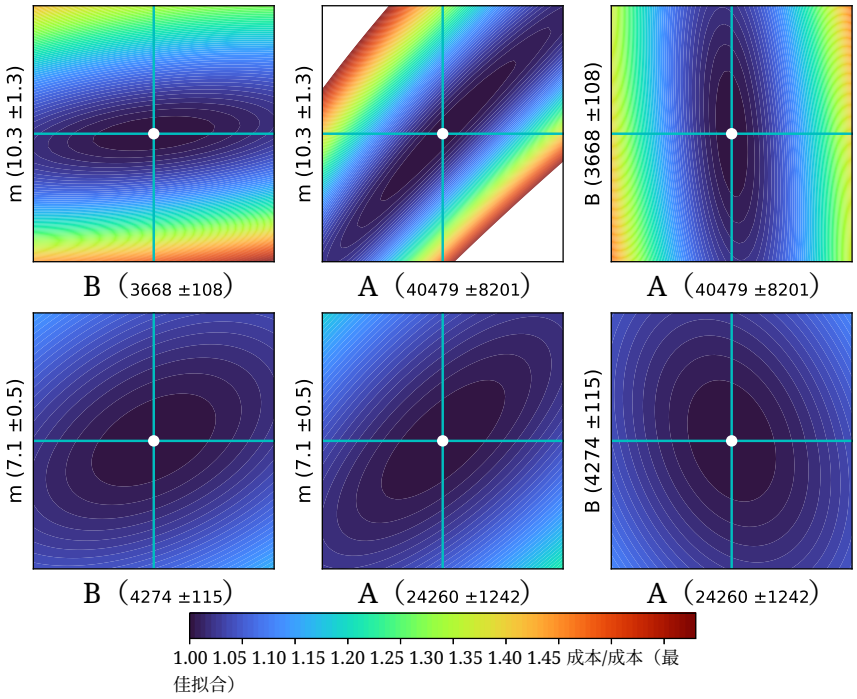


图 A1. 代价函数随拟合参数 A、m 和 B 变化的情况。图中所示数值为相对于最佳拟合参数对应的代价函数值的代价函数值；最佳拟合参数以白点标出，范围在最佳拟合参数的 $\pm\sigma$ 内。上方图表显示2018年第88天 01:38 UTC的结果，下方图表显示01:46 UTC的结果。

利益冲突声明

作者没有需要披露的利益冲突。

开放研究部分

所用的校准后 JEDI 数据可从美国国家航空航天局行星数据系统网站获取：行星等离子体相互作用（https://pds-ppi.igpp.ucla.edu/collection/JNO- J-JED-3-CDR-V1.0）（Mauk，2024年）。本文使用社区编码项目的 C++ Python 封装（Wilson 等人，2023；James 等人，2023），基于木星内部磁场模型 JRM33（Connerney 等人，2022）和磁盘电流片模型 CON2020（Connerney 等人，2020）计算 M-壳层参数。

致谢
本研究由科隆大学地球科学研究生院（GSGS）、美国国家航空航天局资助项目 80NSSC20K0560 以及美国国家航空航天局朱诺任务合同 NNM06AA75C 资助。

参考文献

Allegrini, F., Mauk, B., Clark, G., Gladstone, G. R., Hue, V., Kurth, W. S., . . . Wilson, R. J. (2020). 木星主极光发射区上方电子的能量通量和特征能量。《地球物理研究杂志：空间物理》， *125*(4), e2019JA027693. doi: https://doi.org/10.1029/2019JA027693 Bagenal, F., & Delamere, P. A. (2011). 木星和土星磁层中的质量与能量流动：质量与能量。《地球物理研究杂志：空间物理》， *116*. doi: 10.1029/2010JA016294 Baumjohann, W., & Treumann, R. A. (2012). 基础空间等离子体物理学 （修订版）。帝国理工学院出版社。doi: 10.1142/p850 Bevington, P. R., Robinson, D. K., Blair, J. M., Mallinckrodt, A. J., & McKay, S. (1993, 07). 物理科学中的数据约简与误差分析。《物理学中的计算机》， *7*(4), 415-416. doi: 10.1063/1.4823194 Bolton, S. J., Lunine, J., Stevenson, D., Connerney, J. E. P., Levin, S., Owen, T. C., . . . Thorpe, R. (2017, NOV). 朱诺号任务。《空间科学评论》， *213*(1-4), 5-37. doi: 10.1007/s11214-017-0429-6 Clark, G., Mauk, B. H., Haggerty, D., Paranicas, C., Kollmann, P., Rymer, A., . . . Valek, P. (2017). 木星极区磁场沿线电势的高能粒子特征。《地球物理研究快报》， *44*(17), 8703-8711. doi: https://doi.org/10.1002/2017GL074366 Clark, G., Paranicas, C., Santos-Costa, D., Livi, S., Krupp, N., Mitchell, D., . . . Tseng, W.-L. (2014). 基于 MIMI/LEMMS 对土星中部磁层区域电子俯仰角分布演化的研究。《行星与空间科学》， *104*, 18-28.（外行星及其卫星和环系统的表面、大气层与磁层：第 X 部分）doi: https://doi.org/10.1016/j.pss.2014.07.004 Clark, G., Tao, C., Mauk, B. H., Nichols, J., Saur, J., Bunce, E. J., . . . Valek, P. (2018). 朱诺号/JEDI 测得的木星主极光区沉降电子能量通量和特征能量。《地球物理研究杂志：空间物理》， *123*(9), 7554–7567.（出版方：美国地球物理联合会（AGU））doi: 10.1029/2018ja025639 Connerney, J. E. P., Acu˜na, M. H., & Ness, N. F. (1981). 木星电流片和内磁层建模。《地球物理研究杂志：空间物理》， *86*(A10), 8370-8384. doi: https://doi.org/10.1029/JA086iA10p08370 Connerney, J. E. P., Acu˜na, M. H., Ness, N. F., & Satoh, T. (1998). 受木卫一磁通管足迹约束的木星磁场新模型。《地球物理研究杂志：空间物理》， *103*(A6), 11929-11939. doi: https://doi . org/10.1029/97JA03726 Connerney, J. E. P., Benn, M., Bjarno, J. B., Denver, T., Espley, J., Jorgensen, J. L., . . . Smith, E. J. (2017, 11). 朱诺号磁场探测。《空间科学评论》， *213*, 39–138. doi: 10.1007/s11214-017-0334-z Connerney, J. E. P., Kotsiaros, S., Oliversen, R. J., Espley, J. R., Joergensen, J. L., Joergensen, P. S., . . . Levin, S. M. (2018). 根据朱诺号前九个轨道数据建立的木星磁场新模型。《地球物理研究快报》， *45*(6), 2590-2596. doi: https://doi.org/10.1002/2018GL077312 Connerney, J. E. P., Timmins, S., Herceg, M., & Joergensen, J. L. (2020). 朱诺号时代的木星磁盘模型。《地球物理研究杂志：空间物理》， *125*(10), e2020JA028138. doi: https://doi.org/10.1029/ 2020JA028138 Connerney, J. E. P., Timmins, S., Oliversen, R. J., Espley, J. R., Joergensen, J. L., Kotsiaros, S., . . . Levin, S. M. (2022). 朱诺号主要任务结束时的木星磁场新模型。《地球物理研究：行星》*style*>, *127*(2), e2021JE007055. doi: https://doi.org/10.1029/2021JE007055 Cowley, S., & Bunce, E. (2001). 木星磁层—电离层耦合系统中主极光卵形区的起源。《行星与空间科学》， *49*(10), 1067-

1088.（外行星磁层（第二部分））doi：https://doi.org/10 . 1016/S0032-0633(00)00167-7 Elliott, S. S., Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Clark, G., Mauk, B. H., Bolton, S. J., . . . Levin, S. M. (2018). 木星极区向上运动的电子束受哨声模波的俯仰角散射。《地球物理研究快报》,*45*(3), 1246-1252. doi: https://doi.org/10.1002/2017GL076878 Elliott, S. S., Gurnett, D. A., Yoon, P. H., Kurth, W. S., Mauk, B. H., Ebert, R. W., . . . Sulaiman, A. H. (2020). 木星极区电子束产生向上传播的哨声模波。《地球物理研究杂志：空间物理》, *125*(6), e2020JA027868. doi: https://doi.org/10.1029/2020JA027868 Ergun, R., Carlson, C. W., McFadden, J. P., Strangeway, R. J., Goldman, M. V., & Newman, D. L. (2003, 02). 快速极光快照卫星对甚低频碟形波的观测。《等离子体物理》, *10*(2), 454-462. doi: 10.1063/1.1530160 Frank, L. A., & Paterson, W. R. (2002). 伽利略号对木星磁层电子束和热离子的观测及其与极光的关系。《地球物理研究杂志：空间物理》, *107*(A12), SMP 35-1-SMP 35-17. doi: https://doi.org/10.1029/2001JA009150 Gu, W. D., Yao, Z. H., Wei, Y., Qin, T. S., Zhang, B. Z., Xu, Y., . . . Chen, Y. N. (2024). 木星黎明侧磁盘磁力线曲率调查。《地球物理研究快报》, *51*(1), e2023GL106971. 获取自 https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/ 2023GL106971 doi: https://doi.org/10.1029/2023GL106971 G´erard, J.-C., Grodent, D., Radioti, A., Bonfond, B., & Clarke, J. (2013). 哈勃望远镜对木星南北共轭紫外极光的观测。《伊卡洛斯》,*226*(2), 1559-1567. doi: https://doi.org/10.1016/j.icarus.2013.08.017 Halliday, D., Resnick, R., & Walker, J. (2013).《物理学基础（扩展版）》(第10版). 威利. (OCLC: 1001998323) Hill, T. (2001). 木星极光椭圆。《地球物理研究杂志：空间物理》, *106*(A5), 8101-8107. doi: https://doi.org/10.1029/2000JA000302 James, M. K., Provan, G., Kamran, A., Wilson, R. J., Vogt, M. F., Brennan, M. J., & Cowley, S. W. H. (2023). *Jupitermag [软件]*。 Zenodo. 获取自 https://doi.org/10.5281/zenodo.8381551 doi: 10.5281/zenodo.8381551 Kennel, C. F., & Petschek, H. E. (1966). 稳定俘获粒子通量的限制。《地球物理研究杂志（*1896-1977*）》, *71*(1), 1-28. doi: https://doi.org/10.1029/JZ071i001p00001 Kim, T. K., Ebert, R. W., Valek, P. W., Allegrini, F., McComas, D. J., Bagenal, F., . . . Nicolaou, G. (2020). 利用朱诺号Jade数据推导离子性质的方法，包括对o+ 和s2+的丰度估算。《地球物理研究杂志：空间物理》, *125*(2), e2018JA026169. (e2018JA026169 10.1029/2018JA026169) doi: https://doi.org/10.1029/2018JA026169 Knight, S. (1973). 平行电场。《行星与空间科学》, *21*(5), 741- 750. doi: https://doi.org/10.1016/0032-0633(73)90093-7 Kollmann, P., Roussos, E., Paranicas, C., Woodfield, E. E., Mauk, B. H., Clark, G., . . . Vandegriff, J. (2018). 木星和土星的兆电子伏能量电子加速。《地球物理研究杂志：空间物理》, *123*(11), 9110–9129. doi: 10.1029/2018JA025665 Li, W., Ma, Q., Shen, X.-C., Zhang, X.-J., Mauk, B. H., Clark, G., . . . Bolton, S. J. (2021). 木星哨声模波驱动的弥散极光电子沉降定量分析。《地球物理研究快报》, *48*(19), e2021GL095457. doi: https://doi.org/10.1029/2021GL095457 Li, W., Shen, X.-C., Menietti, J. D., Ma, Q., Zhang, X.-J., Kurth, W. S., & Hospo- darsky, G. B. (2020). 木星内磁层哨声模波的全球分布。《地球物理研究快报》, *47*(15), e2020GL088198.

doi: https://doi.org/10.1029/2020GL088198 Liu, Z.-Y., Zong, Q.-G., Blanc, M., Sun, Y.-X., Zhao, J.-T., Hao, Y.-X., & Mauk, B. H. (2021). 基于朱诺号数据的木星电流片统计：几何形态、磁场和高能粒子。《地球物理研究杂志：空间物理》, *126*(11), e2021JA029710. doi: https://doi.org/10.1029/ 2021JA029710 Lyons, L. R., Thorne, R. M., & Kennel, C. F. (1972). 等离子体层内辐射带电子的俯仰角扩散。《地球物理研究杂志（*1896-1977*）》, *77*(19), 3455-3474. doi: https://doi.org/10.1029/ JA077i019p03455 Ma, Q., Li, W., Zhang, X.-J., Bortnik, J., Shen, X.-C., Daly, A., . . . Bolton, S. J. (2024). 木星外辐射带高能电子注入期间哨声模波的产生及影响。《地球物理研究杂志：空间物理》, *129*(7), e2024JA032624. (e2024JA032624 2024JA032624) doi: https://doi.org/10.1029/2024JA032624 Ma, Q., Li, W., Zhang, X.-J., Shen, X.-C., Daly, A., Bortnik, J., . . . Bolton, S. J. (2021). 利用朱诺号观测研究木星等离子体片和外辐射带磁赤道附近的高能电子分布。《地球物理研究快报》, *48*(24), e2021GL095833. doi: https://doi.org/10.1029/2021GL095833 Ma, X., Delamere, P. A., Thomsen, M. F., Otto, A., Neupane, B., Burkholder, B., & Nykyri, K. (2019). 土星磁层中的磁通管熵和比熵。《地球物理研究杂志：空间物理》, *124*(3), 1593-1611. doi: https://doi.org/10.1029/2018JA026150 Mauk, B. H. (2024). *Jedi*校准（*cdr*）数据 *[* 数据集*]*。 获取自 https://pds-ppi.igpp.ucla.edu/collection/JNO-J-JED-3-CDR-V1.0 doi: 10.17189/1519713 Mauk, B. H., Clark, G., Gladstone, G. R., Kotsiaros, S., Adriani, A., Allegrini, F., . . . Rymer, A. M. (2020). 木星极冠和主极光上方的高能粒子与加速区域：全面概述。《地球物理研究杂志：空间物理》, *125*(3), e2019JA027699. doi: https://doi.org/10.1029/2019JA027699 Mauk, B. H., Haggerty, D., Paranicas, C., Clark, G., Kollmann, P., Rymer, A., . . . Valek, P. (2017a, 09). 木星强烈极光中的离散和宽带电子加速。《自然》, *549*, 66-69. doi: 10.1038/nature23648 Mauk, B. H., Haggerty, D. K., Jaskulek, S. E., Schlemm, C. E., Brown, L. E., Cooper, S. A., . . . Stokes, M. R. (2017, NOV). 木星高能粒子探测器（JEDI）对朱诺号任务的探测研究。《空间科学评论》, *213*(1-4), 289-346. doi: 10.1007/s11214-013-0025-3 Mauk, B. H., Haggerty, D. K., Paranicas, C., Clark, G., Kollmann, P., Rymer, A. M., . . . Valek, P. (2017b). 朱诺号对木星极区上方高能带电粒子的观测：单向和双向电子束分析。《地球物理研究快报》, *44*(10), 4410-4418. doi: https://doi.org/10.1002/2016GL072286 Mauk, B. H., Haggerty, D. K., Paranicas, C., Clark, G., Kollmann, P., Rymer, A. M., . . . Valek, P. (2018). 木星主极光上方观测到的多样化电子和离子加速特征。《地球物理研究快报》,*45*(3), 1277-1285. doi: https://doi.org/10.1002/2017GL076901 Mauk, B. H., Ma, Q., Becker, H. N., Jørgensen, J. L., Denver, T., Connerney, J. E. P., . . . Paranicas, C. P. (2024). 木星主极光上方的向上运动兆电子伏级电子束。《地球物理研究快报》, *51*(24), e2024GL108799. doi: 10.1029/2024GL108799 Mauk, B. H., & Saur, J. (2007). 木星赤道电子束和极光结构。《地球物理研究杂志：空间物理》, *112*(A10). doi: https://doi.org/10.1029/2007JA012370

N´enon, Q., Miller, L. P., Kollmann, P., Liuzzo, L., Pinto, M., & Witasse, O. (2022). 木星磁层中兆电子伏电子的俯仰角分布。《地球物理研究杂志：空间物理》, *127*(8), e2022JA030627. doi: https://doi.org/10.1029/2022JA030627 Qin, M., Li, W., Shen, X.-C., Angelopoulos, V., Selesnick, R., Capannolo, L., . . . Zhang, X.-J. (2024). ELFIN观测到的低地球轨道高能电子沉降全球调查。《地球物理研究快报》, *51*(10), e2023GL105134. doi: https://doi.org/10.1029/2023GL105134 Rymer, A. M., Mauk, B. H., Hill, T. W., Paranicas, C., Mitchell, D. G., Coates, A. J., & Young, D. T. (2008). 土星磁层中的电子环流。《地球物理研究杂志：空间物理》, *113*, 2007JA012589. doi: 10.1029/2007JA012589 Salveter, A., Saur, J., Clark, G., & Mauk, B. H. (2022). 木星极光电子沉降预算——对漫射型、单能型和宽带极光电子分布的统计分析。《地球物理研究杂志：空间物理》, *127*(8), e2021JA030224. doi: https://doi.org/10.1029/2021JA030224 Salveter, A., Saur, J., Clark, G., Sulaiman, A., Mauk, B. H., Connerney, J. E. P., & Bonfond, B. (2025). 木星极光电子束中的磁场波动研究。《地球物理研究杂志：空间物理》, *130*(7). doi: 10.1029/2025ja033816 Saur, J., Janser, S., Schreiner, A., Clark, G., Mauk, B. H., Kollmann, P., . . . Kot- siaros, S. (2018). 木星磁层中阿尔芬波的波粒相互作用：极光与磁层粒子加速。《地球物理研究杂志：空间物理》, *123*(11), 9560-9573. doi: https://doi.org/10.1029/2018JA025948 Saur, J., Mauk, B. H., Mitchell, D. G., Krupp, N., Khurana, K. K., Livi, S., . . . Dougherty, M. K. (2006, February). 土星上的反行星方向极光电子束。《自然》, *439*(7077), 699-702. doi: 10.1038/nature04401 Saur, J., Pouquet, A., & Matthaeus, W. H. (2003). 木星主极光卵形区生成的加速机制。《地球物理研究快报》, *30*(5). doi: https://doi.org/10.1029/2002GL015761 Southwood, D. J., & Kivelson, M. G. (1987). 磁层交换不稳定性。《地球物理研究杂志：空间物理》, *92*(A1), 109-116. doi: https://doi.org/10.1029/JA092iA01p00109 Sulaiman, A. H., Mauk, B. H., Szalay, J. R., Allegrini, F., Clark, G., Gladstone, G. R., . . . Bolton, S. J. (2022). 木星低高度极光区：场、粒子、等离子体波和密度空洞。《地球物理研究杂志：空间物理》, *127*(8), e2022JA030334. doi: https://doi.org/10.1029/ 2022JA030334 Taylor, J. R. (1997). 误差分析导论：物理测量中不确定性的研究（第二版）。加利福尼亚州萨萨利托：University Science Books。Tetrick, S. S., Gurnett, D. A., Kurth, W. S., Imai, M., Hospodarsky, G. B., Bolton, S. J., . . . Mauk, B. H. (2017). 木星高纬度区域的等离子体波：朱诺号航天器的观测。《地球物理研究快报》, *44*(10), 4447-4454. doi: https://doi.org/10.1002/2017GL073073 Tom´as, A. T., Woch, J., Krupp, N., Lagg, A., Glassmeier, K.-H., Dougherty, M., & Hanlon, P. (2004b). 木星磁层内侧区域高能粒子特性的变化：一项拓扑研究。《行星与空间科学》, *52*(5), 491-498.（伽利略号和卡西尼号之后的木星）doi: https://doi.org/10.1016/j.pss.2003.06.011 Tom´as, A. T., Woch, J., Krupp, N., Lagg, A., Glassmeier, K.-H., & Kurth, W. S. (2004a). 木星磁层内侧区域的高能电子及其与极光辐射的关系。《地球物理研究杂志：空间物理》, *109*(A6). doi: https://doi.org/10.1029/2004JA010405

Williams, D. J., & Mauk, B. (1997). 木星卫星木卫三上的俯仰角扩散。《地球物理研究杂志：空间物理》, *102*, 24283–24287. doi: 10.1029/97JA02260 Wilson, R., Vogt, M., Provan, G., Kamran, A., James, M., Brennan, M., & Cowley, S. (2023, 02). 木星内部和外部磁场：为外行星磁层研究群体提供服务的社区代码 [软件]。《空间科学评论》, *219*. doi: 10.1007/s11214-023-00961-3 Woodfield, E., Horne, R., Glauert, S., Menietti, J., & Shprits, Y. (2014). 木星外辐射带的起源。《地球物理研究杂志：空间物理》, *119*(5), 3490-3502. doi: https://doi.org/10.1002/2014JA019891