IBEX-Lo 对星际中性氦原子的相对在轨响应

P. Swaczyna[1,*], M. Bzowski[2], S. A. Fuselier[3,4], A. Galli[5], J. Heerikhuisen[6], M. A. Kubiak[2], D. J. McComas[1], E. Möbius[7], F. Rahmanifard[7], N. A. Schwadron[1,7]

[1]普林斯顿大学天体物理科学系，美国新泽西州普林斯顿，邮编 08544[2]波兰科学院空间研究中心（CBK PAN），波兰华沙 Bartycka 18a，邮编 00-716[3]西南研究院，美国得克萨斯州圣安东尼奥，邮编 78228[4]德克萨斯大学圣安东尼奥分校，美国得克萨斯州圣安东尼奥，邮编 78249[5]伯尔尼大学物理研究所，瑞士伯尔尼，邮编 3012[6]怀卡托大学数学与统计学系，新西兰汉密尔顿[7]新罕布什尔大学物理系、空间科学中心，美国新罕布什尔州达勒姆，邮编 03824

摘要

星际边界探测器（IBEX）任务中的 IBEX-Lo仪器测量星际中性（ISN）氦原子。氦原子的探测是通过氦原子从 IBEX-Lo转换表面溅射出的负氢（H^-）离子实现的。星际中性氦原子溅射出的离子能谱较宽，与 IBEX-Lo 静电分析器（ESA）最低的四个档位重叠。因此，氦原子的能量响应函数与标称能量档透射率并不对应。此外，由于难以产生预期用于星际中性氦原子的窄能量中性原子束，实验室定标尚不完整。本文分析静电分析器档位 1–4 的星际中性氦观测数据，以推导 IBEX-Lo 对氦原子的相对在轨响应。我们比较观测计数率之比随星际中性氦原子平均能量的变化；该平均能量由华沙测试粒子模型（WTPM）估算。WTPM 使用全球日球层模型计算电荷交换造成的增益和损失，以估算次级星际中性氦群体。我们发现，与模型预测的通量不同，模型预测的星际中性氦原子平均能量对极局部星际介质参数并不十分敏感。所得相对响应补充了实验室定标，并有助于对星际中性氦信号开展更深入的定量研究。我们应用于 IBEX-Lo观测的类似方法，也可用于补充下一代 IMAP-Lo 仪器的实验室定标；该仪器搭载于星际制图与加速探测器（IMAP）任务。

1. 引言

来自星际介质的星际中性（ISN）原子是日球层中中性原子的主要来源（Fahr，1968年；Wallis，1975年）。许多星际中性原子在到达日球层内区之前便已电离，但它们仍是可在距离太阳 1天文单位处使用空间仪器直接采样的主要星际物质。星际边界探测器（IBEX）任务（McComas 等，2009年）的主要目标之一，是对日球层中的星际中性原子进行探测（Möbius等人，2009年b）。该任务搭载的低能传感器 IBEX-Lo（Fuselier 等人，2009年）旨在测量从 ~10 电子伏特到 2 千电子伏特范围内的中性原子通量，采用八个按对数间隔排列的能量档，并涵盖多种星际中性原子种类（Möbius等人，2009年a）。

每种 ISN 都由两个群体组成。第一种称为初级群体，来源于远在日球层边界之外的区域；在那里，日球层的存在不会改变极近星际介质（VLISM）。本文将 VLISM 定义为日球层周围的星际介质，它不同于本地星际云和 G云（Swaczyna et al. 2022b）。该区域既包括远离日球层顶、未受日球层影响的原始 VLISM，也包括

* 通讯作者（swaczyna@princeton.edu）

日球层的存在，外日球层鞘中的星际等离子体会发生偏转（Galli 等人（2022））。初级星际中性原子与等离子体脱耦后可能穿越日球层顶，但会受到碰撞的调制。最重要的是，离子与原子之间的电荷交换会产生次级粒子群，该群体继承了受扰等离子体的特性（Baranov 等，1991）。次级粒子群比初级群体速度更慢、温度更高，因为它形成于日球层顶外部减速并受热的等离子体。

在1天文单位处，最丰富的星际中性原子种类是氦，因为氦原子从局部星际介质传播至1天文单位的过程中，在日球层中被电离的可能性低于氢原子（Rucinski & Bzowski 1995; Sokół 等人，2019a）。因此，IBEX-Lo仪器最低四个能量档中的观测数据主要由星际中性氦原子贡献。能量档由静电分析器（ESA）的通量决定，而通量受静电分析器表面的电势控制。这些电势的预设值定义了八个能量档，后文称之为静电分析器档位；例如，ESA 1表示IBEX-Lo上常规使用的最低能量档（Fuselier 等人，2009）。

星际中性氦观测用于确定原始局部星际介质的物理性质，例如流速和温度，因为这一群体数量丰富，且受日球层内相互作用的影响很小。关于初级星际中性氦群体的IBEX-Lo观测数据已在一系列论文中进行了分析（Bzowski 等人（2012、2015）；Möbius 等人（2012、2015）；Leonard 等人（2015）；Schwadron 等人（2015、2022）；Swaczyna 等人（2018、2022a））。此外，利用IBEX观测还发现并首次测量了星际中性氦的次级粒子群，该群体最初被称为“暖微风”（Kubiak 等人（2014、2016）；Park 等人（2016）；Bzowski 等人（2017、2019））。

对星际中性氦观测数据进行定量分析时，可采用最小二乘比较，将模型预测的星际中性粒子通量与仪器响应函数卷积后进行比较（Schwadron 等人（2015）；Sokół 等人（2015b）；Swaczyna 等人（2015））；也可求出观测信号的矩，并将其与解析预测进行比较（Lee 等人（2012、2015）；Möbius 等人（2015））。最初，星际中性氦研究主要分析静电分析器档位2的观测数据，因为研究人员注意到，与静电分析器档位1相比，该档位下的星际中性氢信号显著减弱（Saul 等人（2012）；Galli 等人（2019））。此外，当时假设静电分析器档位2的能量响应在进入仪器的原子能量范围内可近似视为常数。在后续研究中，Swaczyna 等人（2018、2022a年）将静电分析器档位1和3也纳入星际中性氦观测分析，并假设这三个能量档中的响应函数均呈线性变化。然而，每个档位内的线性函数仍不足以完整描述仪器的能量响应。图1展示了2013–2020年各观测季中，IBEX-Lo在静电分析器第1至4档观测到的星际中性氦信号在天空中的投影（Swaczyna 等人（2022a））。其数据范围与Bzowski 等（2019）采用的相同。图中显示，星际中性氦峰值附近的信号从静电分析器档位1到3逐渐增强，而在档位4则显著减弱。此外，尽管档位3的峰值高于档位2，但显然，图中所示数据右上部分以暖微风为主的区域有所缩小。

本文全面分析了 IBEX-Lo 在静电分析器第1至4档下对星际中性氦的观测数据，以确定能够解释各静电分析器档位之间观测差异的仪器相对标定。改进这类仪器响应，有助于提高对 IBEX 星际中性氦观测数据进行定量研究的准确性；尤其是当研究采用涵盖两种星际中性粒子群的更广数据范围时，IBEX参考系中的氦原子能量范围也会随之扩大。第2节论证了对星际中性氦原子使用相对响应函数的合理性。随后，我们讨论 IBEX参考系中的星际中性氦原子能量估算（第3节），以及利用 IBEX观测拟合响应函数（第4节）。第5节介绍通过这一流程得到的响应函数，第6节讨论推导结果的稳健性。最后，我们总结研究结果，并展望未来的仪器（第7节）。

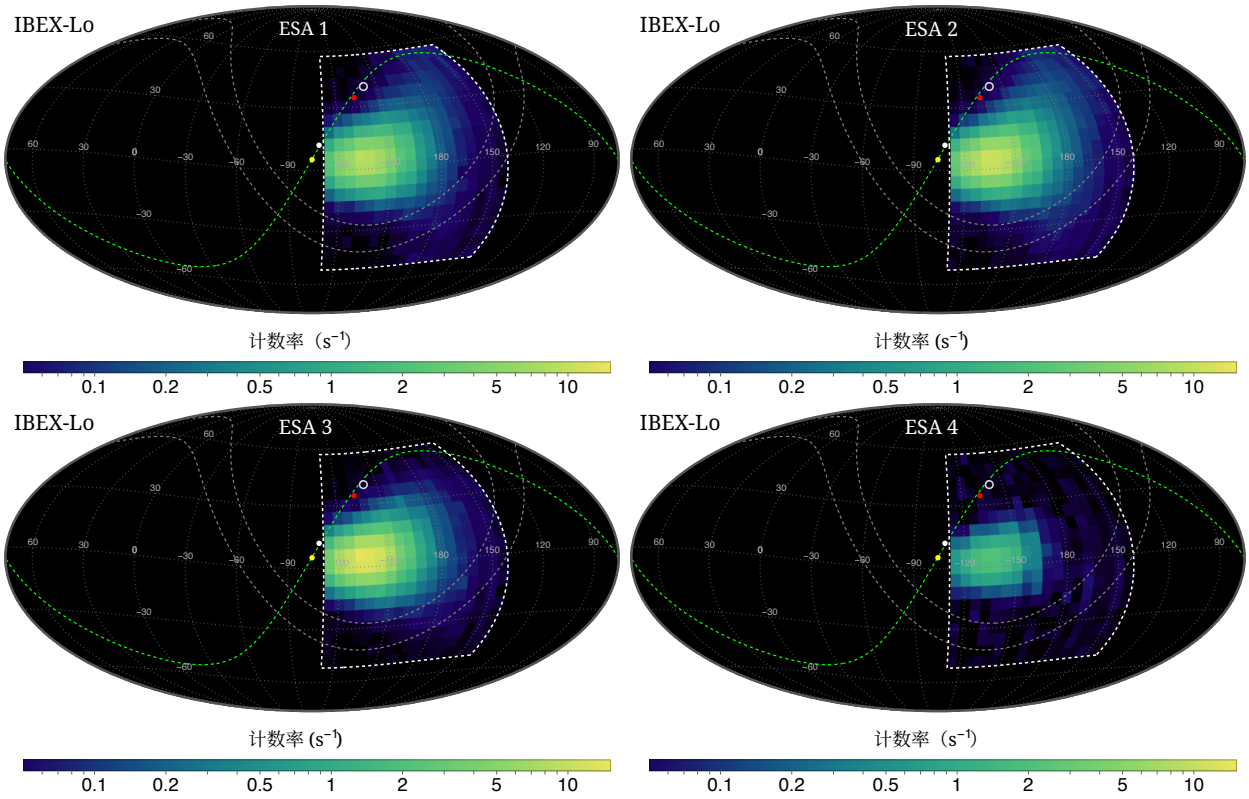

图1。 ESA 1至4档中，2013—2020 年 ISN 观测季采集的 IBEX-Lo 星际中性氦原子观测数据天空图（从左上到右下）。所示数据仅限于由星际中性氦原子主导的范围（白色虚线多边形）。绿色虚线表示中性粒子偏转平面，其中标出了原始局部星际介质流（黄色圆点）、暖微风流（白色圆点）、原始局部星际介质磁场（红色圆点）以及 IBEX 带中心（灰色圆圈）的方向。IBEX 带的轮廓以灰色虚线标出。

2. 星际中性氦原子的 IBEX-Lo 相对响应

IBEX-Lo 中性原子探测的直接机制取决于原子在转换表面散射后发生负离子化（Scheer 等人，2006年；Wurz 等人，2006年、2008年；Wieser 等人，2007年）。IBEX-Lo 使用类金刚石碳转换表面，其相对于入射原子轨迹的倾角较小，为 15°（Fuselier 等人，2009）。部分入射原子会电离并从转换表面反射进入静电分析器；静电分析器负责筛选能够到达探测器段的负离子能量范围。在探测段，离子经后加速（PAC）电压加速，并由符合飞行时间（TOF）部分测量。能量根据静电分析器的设置确定，而飞行时间段可用于测量质量。与撞击转换表面的原子相比，从转换表面反射的离子能量因散射而降低约 20%–30%。在能量档的定义中已考虑这一损失；静电分析器第1至4档对应的入射氢原子中心能量分别为 15、29、55 和 110 电子伏特，能量通带为 $\Delta E/E \approx 0.7$（Möbius 等人，2009a；Schwadron 等，2022年）

星际中性氢原子会受到辐射压的作用，因此在日球层内不会显著加速。因此，它们相对于仪器的典型速度峰值为 ~55 km s^{-1}，这是它们相对于太阳的速度（~25 km s^{-1}）与地球轨道运动速度 ~30 km s^{-1}之和。该速度对应的能量为 ~16 电子伏特。因此，星际中性氢原子会在 ESA 1 和 2 中被观测到。星际中性氦原子在日球层内受到太阳引力而加速，因此它们在航天器

参考系中的速度最高可达 ~80 km s^{-1}，对应的撞击能量为 ~134 电子伏特。因此，可以预期星际中性氦信号主要出现在 ESA 4 和 5 中。然而，由于这些原子不会产生稳定负离子，它们是通过其溅射产物被观测到的，主要出现在 ESA 1–3 中，而在 ESA 4 中测得的事件率则小了一个数量级（第3节）。由于发生了溅射，在飞行时间段观测到的事件表现为 H^- 离子。观测到的档位低于入射原子能量对应的 ESA 档位，这是由氦原子从转换表面溅射出的离子具有宽能谱所致。与航天器上的其他部件一样，转换表面也受到污染：类金刚石碳表面上覆盖着一层残留物，主要是水。因此，氦原子会从转换表面溅射出负 H^- 离子和 O^- 离子，以及 C^- 离子，这些离子随后会在这些能量档中被探测到。与此同时，负 He^- 离子的产额很低，而且这些离子仅为亚稳态，其寿命过短，无法到达探测器段（Wurz 等，2008年）。图2引自 Schwadron 等（2022），示意展示了溅射离子和转换离子相对于 ESA 通带的分布。转换离子的分布仅在能量上略有偏移，而溅射离子则在所有较低的 ESA 档位上形成一个能谱。由于溅射离子的能量分布跨越多个 ESA 档位，即使入射的星际中性氦原子分布很窄，这些离子仍会在 ESA 1 至 4 的所有档位中被观测到。

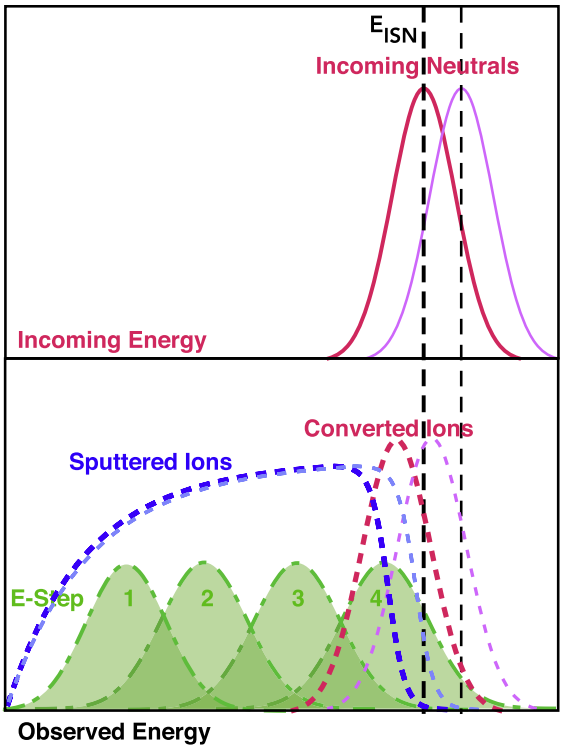

图2。 入射原子能量分布（上图）以及观测到的溅射离子和转换离子与 IBEX-Lo 静电分析器通带的示意图（下图）。本图根据 Schwadron 等（2022）在知识共享零名 4.0 国际许可协议下转载。

图2. 入射中性原子分布（上图）以及观测到的溅射离子和转换离子与IBEX-Lo静电分析器通带的示意图。分别对应直接转换为负离子（红色虚线）或溅射离子（蓝色虚线）的情形。IBEX-Lo 的能量步进以绿色标示。

表示从切向于地球's 轨道方向观测到的 ISN 通量最大值，该最大值与 ISN 星际中性粒子整体流速唯一相关其流速在1天文单位处经过近日点，通过评估自旋积分星际中性粒子通量，可以获得 λ_{Peak} 的确定值，从而利用最大的计数统计量进行分析。分析中的一个复杂因素是，在2012年7月结束的一个系统的 IBEX-Lo 的能量步进以绿色标示。

要推导 IBEX-Lo仪器静电分析器档位 1–4 的相对响应函数，我们需要考虑各子系统如何影响仪器的能量响应。入口子系统不会影响能量响应，因为它仅滤除带电粒子，并利用物理准直器限制视场。在仪器内部，中性氦原子撞击转换表面，从表面逸出的负氦离子的溅射产额在此记为 $Y(E_{atom})$，其中 E_{atom} 是

覆盖从2013年至2019年的整个数据集，即6年时间，并使用能量档1–4（中心能量分别为15、29、55、102电子伏特）当IBEX-Lo保持 ~7 千伏。我们利用这项分析为IBEX-Lo的相对效率提供在轨校准以检测不同能量下的氦并测试该方法的稳健性。最后，我们将该方法扩展用于确定观测方向上的 ISN 通量 λ_{Peak} 的

星际中性粒子流分析的意义，并预览如何利用于 IMAP。

论文还提供了一系列附录。附录A介绍了应用于 IBEX- 的参考系变换 Lo 数据。附录B 介绍了 IBEX 星际中性原子附录C 介绍了次级群体对 ISN 参数管的影响。

2. 仪器，任务，与数据筛

IBEX 航天器于 2008 年 10 月发射，随后进入了高度椭圆的地球轨道，其远地点约为 50 个地球半径 R_E。其科学目标日球层与星际介质之间的整体相互作用，并通过太阳系探测中性星际风。IBEX 的观测几何条件使其能够观测当星际中性原子到达地球轨道附近、运动方向几乎它们以足够高的能量逆着来流方向运动，每年从十二月下旬到三月下旬均可观测到。

IBEX 的设计目的是观测日球层和星际高能中性原子（ENA），尽可能减少来自地球环境和磁层背景的干扰。该小型探测器 (McComas 等 2009年a) 搭载两高灵敏度 ENA 相机，分别为 IBEX-Hi（Fu 2009年) 和 IBEX-Lo (Fuselier 等 2009年)。（视场）分别沿径向朝向两个相反方向，且它们的总能量范围为 10–6000 电子伏特 300 至 20 00 电子伏特。IBEX 是一颗大致 ose 自旋轴重新指向太阳 ach 7–8 天轨道（2009年– 2011 年后的下降轨道弧 。2011）。完整的全天高 7°全宽半高传感器视场 以如下分辨率获取 每六个月一次。IBEX对日球层和星际ENA 分布在1天文单位处进行采样，位于一个 大致呈平面的区 太阳连线。这相 近日点观测这些E 无关。

2.1. IBEX -Lo 传感器

IBEX-Lo传感器曾针对观测进行了星际中性气体流中的多种粒子，并测量能量范围为 10–2000 电子伏特、来自日球层（Fuselier 等人2009年）。IBEX-Lo 使用大界定 7° 半高全宽视场。带负偏压的排斥环以及准直器上的正电势旨在排斥电子和离子，只允许中性原子和光子进入传感器，虽然电子排斥功能正常

入射原子的能量。Galli 等人（2015）使用 SRIM 模拟软件包（离子在物质中的阻止与射程，Ziegler 等人（2010））模拟了这一产额。他们发现，在所考虑的能量范围内，这一产额最高为 ~0.5。

由于静电分析器会筛选溅射离子的能量，我们需要知道溅射离子的概率分布如何随能量变化。一般而言，该概率分布是 E_{atom} 和溅射离子能量 E_{ion} 的函数：$S(E_{\mathrm{atom}}, E_{\mathrm{ion}})$。在此，我们将在推导中作出第一个重要假设：该函数可以表示为离子能量与原子能量之比（$\eta = E_{\mathrm{ion}}/E_{\mathrm{atom}}$）的函数：

$$S(E_{\mathrm{atom}}, E_{\mathrm{ion}}) = s\left(\frac{E_{\mathrm{ion}}}{E_{\mathrm{atom}}}\right) = s(\eta). \tag{1}$$

这一假设可以通过实验室实验或模拟加以验证。由于函数 $s(\eta)$ 表示概率分布，因此其归一化为：$\int_0^\infty s(\eta)\, d\eta = 1$。对于 $\eta > 1$，该函数应为零，因为溅射离子的能量必须低于入射原子的能量；不过，本节的推导并不需要这一性质。

进入 IBEX-Lo 静电分析器的溅射离子以概率 $T_{\mathrm{ESA}e}(E_{\mathrm{ion}})$ 被传输至其飞行时间段，所处的静电分析器档位为 e。该透射函数随静电分析器档位的中心能量（$E_{\mathrm{ESA}e}$）缩放，因此对于所有静电分析器档位，都可以用以下通用函数 $t(x)$ 表示：

$$T_{\mathrm{ESA}e}(E_{\mathrm{ion}}) = t\left(\frac{E_{\mathrm{ion}}}{E_{\mathrm{ESA}e}}\right) = t\left(\eta\frac{E_{\mathrm{atom}}}{E_{\mathrm{ESA}e}}\right), \tag{2}$$

其中，第二个等式使用了离子与原子的能量比定义 η。这里，我们还可以假设函数 $t(x)$ 在 0 到 ∞ 的范围内均有定义，尽管它仅在有限的能量比范围内非零。

IBEX-Lo 氦原子测量的最后一个环节是在飞行时间段进行探测。离子离开静电分析器后，会受到 PAC 电压加速，以减少离子的能量损失和散射，并提高离子撞击探测器段中的两片箔片时所产生的电子产额。因此，离子探测效率得以提高。在这一推导中，我们采用的第二个重要假设是，飞行时间段的探测效率 $H_p(E_{\mathrm{ion}}/E_{\mathrm{atom}}, E_{\mathrm{atom}}/E_{\mathrm{ESA,}}\ E_{\mathrm{ion}}/E_{\mathrm{ESA,}})$ 取决于 PAC 电压 p 和能量比：$E_{\mathrm{ion}}/E_{\mathrm{atom}}$、$E_{\mathrm{atom}}/E_{\mathrm{ESA,}}$ 以及 $E_{\mathrm{ion}}/E_{\mathrm{ESA,}}$，但不显式取决于离子或原子的能量。对于入射星际中性氦原子的能量范围，飞行时间段中的原子能量由 PAC 电压决定，而非由入射原子的能量决定。这使得飞行时间效率不直接取决于原子在仪器入口处的能量这一假设具有合理性。由于这些比值中只有两个相互独立，因此可以用更简洁的形式表示为：

$$H_p\left(\frac{E_{\mathrm{ion}}}{E_{\mathrm{atom}}}, \frac{E_{\mathrm{atom}}}{E_{\mathrm{ESA}e}}, \frac{E_{\mathrm{ion}}}{E_{\mathrm{ESA}e}}\right) = h_p\left(\eta, \frac{E_{\mathrm{atom}}}{E_{\mathrm{ESA}e}}\right). \tag{3}$$

探测效率对能量比的依赖关系描述了后加速电压的准直特性。从转换表面溅射出的离子在离开表面时，其运动方向具有一定的角分布。同样，穿过静电分析器的离子，其逃逸轨迹的角度取决于离子能量与静电分析器中心能量之比。能量接近中心能量的离子离开静电分析器时，其方向与进入静电分析器时的方向相近。

根据上述响应函数的组成部分，在 PAC 电压 p 下，氦原子在静电分析器档位 e 被探测到的概率 $q_{p,}(E_{\mathrm{atom}})$ 可通过对可能的离子与原子的能量比 η 积分得到：

$$q_{p,e}(E_{\mathrm{atom}}) = \int_0^\infty Y(E_{\mathrm{atom}}) s(\eta) t\left(\eta \frac{E_{\mathrm{atom}}}{E_{\mathrm{ESA}e}}\right) h_p\left(\eta, \frac{E_{\mathrm{atom}}}{E_{\mathrm{ESA}e}}\right) d\eta$$

$$= Y(E_{\mathrm{atom}}) \underbrace{\int_0^\infty s(\eta) t\left(\eta \frac{E_{\mathrm{atom}}}{E_{\mathrm{ESA}e}}\right) h_p\left(\eta, \frac{E_{\mathrm{atom}}}{E_{\mathrm{ESA}e}}\right) d\eta}_{\equiv f_p\left(\frac{E_{\mathrm{ESA}e}}{E_{\mathrm{atom}}}\right)} = Y(E_{\mathrm{atom}}) f_p\left(\frac{E_{\mathrm{ESA}e}}{E_{\mathrm{atom}}}\right). \quad (4)$$

溅射粒子的产额 $Y(E_{\mathrm{atom}})$ 提到积分号外，因为它与能量比 η 无关。积分的其余部分仅取决于能量比 η 和 $E_{\mathrm{atom}}/E_{\mathrm{ESA}e}$。虽然我们无需知道被积函数的具体形式，但对 η 的依赖关系会通过积分纳入。因此，我们可以定义一个仅取决于另一个能量比的新函数 $f_p(E_{\mathrm{ESA}e}/E_{\mathrm{atom}})$。我们将此函数称为相对响应函数，并将在本文中对其进行求解。

3. IBEX参考系中星际中性氦原子的能量

为了确定相对响应函数，我们需要估算进入 IBEX-Lo仪器的星际中性氦原子的平均速度。星际中性氦原子从局部星际介质传播至 1天文单位处时，会在太阳引力场中加速，而辐射压可以忽略不计。根据能量守恒，氦原子在距离太阳 r 处的速度为

$$v(r) = \sqrt{\frac{2GM_\odot}{r} + v_\infty^2}, \quad (5)$$

其中，G 为引力常数，$M_\odot$ 为太阳质量，v_∞ 为氦原子在无穷远处的速度。对于无穷远处典型速度为 ~25 km s^{-1}的星际中性氦原子，该公式得出其在 $r = 1$ 天文单位处的速度为 ~49 km s^{-1} 。此外，对于这一典型速度，速度热展宽约缩小一半：dv(1天文单位) $\approx 0.5 dv_\infty$。

氦原子相对于 IBEX 的速度的第二个组成部分是航天器绕太阳运动的速度。由于航天器绕地球运行，这一速度的主要组成部分是地球轨道速度，为 ~30 km s^{-1}。IBEX-Lo 视轴沿着一条垂直于自旋轴的大圆移动；自旋轴每隔几天重新指向一次，大致跟随太阳。考虑理想化情况：航天器以 1 天文单位的距离绕太阳做圆形轨道运动，即忽略航天器绕地球的运动。此时，对于来自不同方向、但在太阳参考系中速度相同的原子，当仪器视轴位于黄道面内、因而与航天器速度方向一致时，相对速度最大。视轴偏离黄道面时，由于速度矢量不再同向，相对速度会减小。

航天器定期重新指向会改变视轴的黄经。对于在不同黄经处进行的观测数据，IBEX处的原子平均速度取决于这些方向上所观测到的分布函数部分。由于星际中性氦原子的引力偏转，峰值位置黄经 λ_{Peak} 相对于流入黄经 $\lambda_{\mathrm{Inflow}}$ 的偏移遵循以下公式（Lee等人，2012年；Möbius等人，2012年）：

$$\lambda_{\mathrm{Inflow}} - \lambda_{\mathrm{Peak}} = \arcsin \frac{GM_\odot}{GM_\odot + r_0 v_\infty^2} \approx 35°, \quad (6)$$

其中 $r_0 = 1$ 天文单位。虽然分布峰值发生了偏移，但由于较快的星际中性氦原子偏转较小，因此在更靠近流入方向的位置观测到它们。虽然指向更靠近原始局部星际介质来流方向时通量会降低，但我们观测到的分布部分速度更快，因此，

观测到的平均速度更高。在本文的分析中，并不需要模型通量，因为我们只使用不同静电分析器档位对之间的相对计数率。

为了在上述假设下定量确定原子分布的形状，我们在上述理想化条件下，针对若干个黄道面内方向以及黄道面外的几个方向，求解 IBEX 上不同速度原子的开普勒轨迹方程；这些方向对应于观测到流入 ISN 流峰值处的黄经。图 3 展示了局部星际介质中原子分布函数随其在航天器参考系中的速度变化的情况。图中证实，来自黄道面附近的原子预期具有最大的平均速度。对于黄道面内的不同位置，速度方向越接近流入方向的原子，预期平均速度越高。

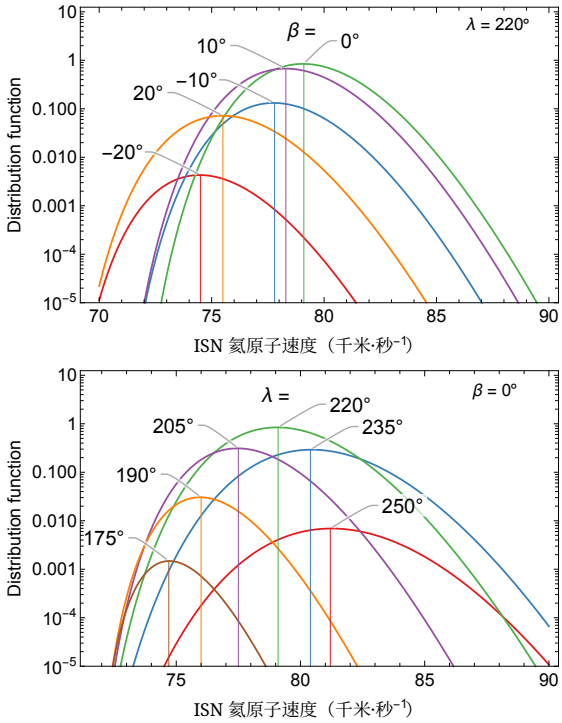

图 3。在理想化条件下，假设 IBEX 处于太阳指向状态时，IBEX-Lo 视轴所指天空中不同方向的 ISN 氦原子分布函数模型（参见正文）。上图给出黄经为 $\lambda = 220$ $\beta = ° \approx \lambda_{\mathrm{Peak}}$、纬度为 °、$-20$ °、-10 °、0 °、10 °、20 ° 时的结果。下图给出黄道面内（$\beta = 0°$）以及黄经为 $\lambda = 175°$、190°、205°、220°、235°、250° 时的结果。

上述讨论仅考虑了理想观测条件下的初级星际中性氦原子群体。然而，要精确估算入射原子的能量，我们需要考虑航天器状态向量及其在每个观测轨道/弧段期间的变化。因此，我们使用华沙测试粒子模型（WTPM，Sokół 等人（2015b）；Bzowski 等人（2017、2019）），对 IBEX-Lo 每个数据点观测到的原子平均速度进行积分。我们采用按每个轨道/弧段编号和自旋角分箱的有效时间区间取平均的数据点。该模型将 ISN 原子分布在 IBEX 处的矩作为依据，计算 ISN 原子的平均速度和均方速度。

在本研究中，我们按照 Bzowski 等（2017、2019）提出的方法计算合并后的星际中性氦群体。该方法使用全球日球层模型（Zirnstein 等，2016；Heerikhuisen 等，2019），计算外日球层鞘中的氦原子与离子发生电荷交换后，星际中性氦群体的增益和损失；

这些碰撞会产生次级粒子群，同时也会导致初级群体损失。我们采用与 Swaczyna 等（2023）相同的原始局部星际介质和太阳风条件。WTPM 考虑了电荷交换碰撞，但忽略了这些碰撞中的角散射和弹性碰撞；后两者会使外日球层鞘中的星际中性氦原子减速并加热（Swaczyna 等，2021）。我们将在第 6 节进一步讨论这一效应。

图4显示了 WTPM 得到的通量、平均速度和速度标准差，并按照与图1中投影 IBEX 数据相同的步骤将它们投影到天空上。与上述讨论一致，在较大的黄经处（靠近这些图中所示的星际中性氦数据范围左边缘），在黄道面附近观测到的平均速度最高。超出此处所示数据范围的黄经处，速度可能还会更高；但较大黄经处包含了来自星际中性氢原子的显著贡献（Galli 等人（2019）），因此不适用于我们的分析，因为我们的分析假设观测信号来自单一源。

我们还发现，ISN 氦原子的速度分布很窄，其标准差小于 ~4 千米/秒$^{-1}$，通常在 2–3 千米/秒$^{-1}$ 的范围内。该分布的有效宽度包括以下因素的贡献：(1) 1天文单位处 ISN 氦分布函数的热展宽；(2) 航天器速度在有效时间区间内变化所导致的展宽；以及 (3) 对每个数据箱所覆盖的天空区域进行积分。尽管如此，ISN 氦的分布足够窄，因此在我们的分析中可以将其视为单能的。

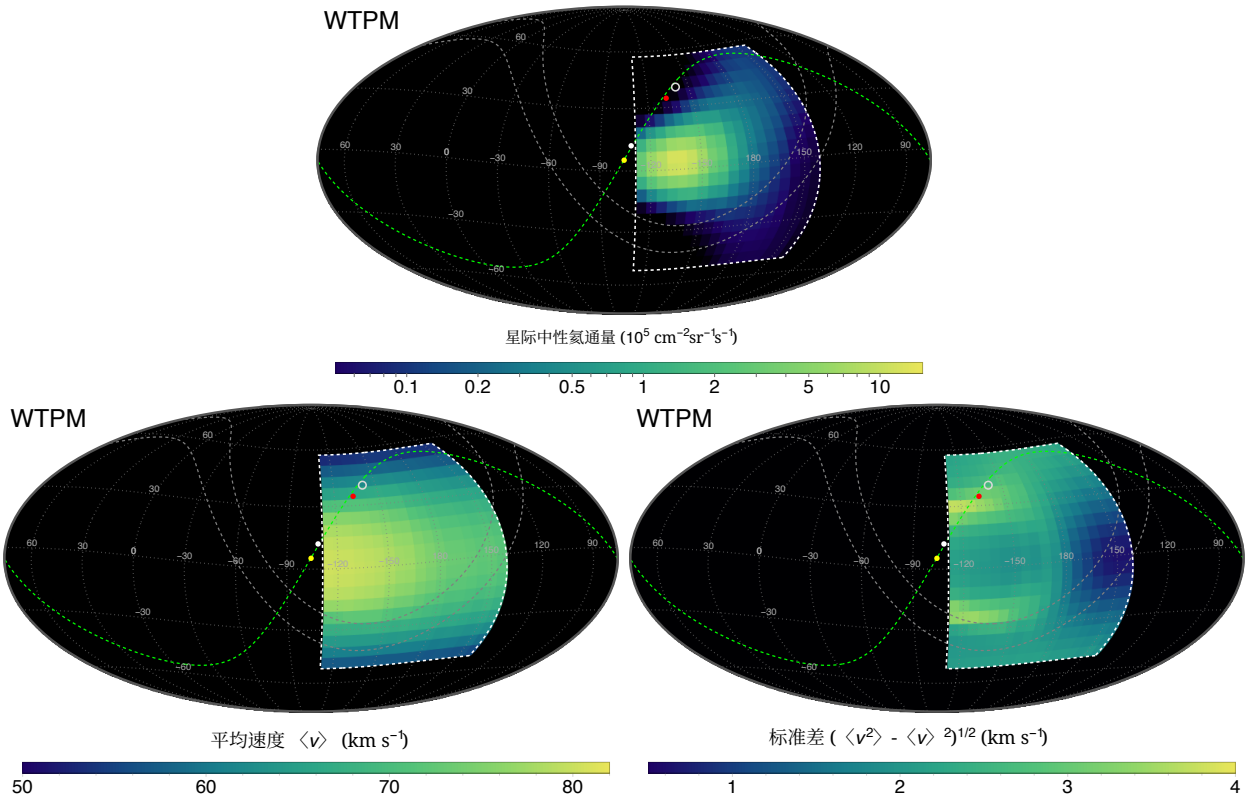

图4。 WTPM 对星际中性氦观测季的星际中性氦通量（上图）、平均速度（左下图）以及模型分布的标准差（右下图）进行建模，并将结果投影到天空上。该模型考虑了外日球层鞘中电荷交换导致的增益和损失。

4. IBEX-Lo 静电分析器档位相对响应的拟合程序

IBEX-Lo 在静电分析器档位 e 的多个角度分箱中观测到的 ISN 氦计数率，是方程（4）中给出的能量响应函数与 ISN 氦原子的微分通量 $j(E)$ 的积分；在单能束假设下，该积分为：

$$c_{p,e} = G\int_0^\infty q_{p,e}(E)\, j(E) dE \approx G q_{p,e}(E_{\mathrm{atom}}) J = G Y(E_{\mathrm{atom}}) f_p\left(\frac{E_{\mathrm{ESA}e}}{E_{\mathrm{atom}}}\right) J \tag{7}$$

其中，$J = \int\ j(E)^\infty{}_0 dE$ 是入射仪器的原子积分通量，G 是用于考虑仪器准直器开口的有效几何因子，但不包括响应函数中包含的能量响应，E_{atom} 是每个分箱中观测到的原子能量。因此，两个静电分析器档位 j 和 k 中观测到的计数率之比，等于相对响应函数 $f_p(x)$ 之比：

$$r_{j,k} \equiv \frac{c_j}{c_k} = \frac{Y(E_{\mathrm{atom}}) f_p\left(E_{\mathrm{ESA}j}/E_{\mathrm{atom}}\right) J}{Y(E_{\mathrm{atom}}) f_p(E_{\mathrm{ESA}k}/E_{\mathrm{atom}}) J} = \frac{f_p\left(E_{\mathrm{ESA}j}/E_{\mathrm{atom}}\right)}{f_p(E_{\mathrm{ESA}k}/E_{\mathrm{atom}})}. \tag{8}$$

在假设观测到的原子能量由模型给出的前提下，该方程提供了一种利用不同静电分析器档位中观测到的计数率之比来求得相对响应函数的方法。此方法不需要明确知道入射仪器的原子通量。

响应函数的形式并非先验已知，但我们预期它是一个相对平滑的函数，因为测量中的各种内部过程会随粒子能量平滑变化。这里我们假设，响应函数可以用双对数空间中的多项式近似表示：

$$f(x) = A \exp\left(\sum_{i=1}^{K} m_i (\ln x)^i\right) \tag{9}$$

其中，m_i 是所求多项式的系数，A 是归一化因子，K 是多项式的次数。为简洁起见，我们省略表示可能的 PAC 电压设置的下标 p，但针对 IBEX-Lo 任务期间使用的两种 PAC 电压分别进行分析。我们在求和中省略常数项，因为它等效于改变归一化因子。根据上述定义，我们通过最小化以下最小二乘和来求得多项式系数：

$$\chi^2(m_1, m_2, \ldots, m_n) = \sum_{l \in \mathrm{bins}} \sum_{(j,k) \in \mathrm{ESA\ pairs}} \frac{\left(r_{l,j,k} - \dfrac{f\left(E_{\mathrm{ESA}j}/E_{\mathrm{atom},l}\right)}{f\left(E_{\mathrm{ESA}k}/E_{\mathrm{atom},l}\right)}\right)^2}{\delta r_{l,j,k}^2}, \tag{10}$$

其中，我们使用下标 l 来枚举不同的数据箱，这些数据箱由轨道或弧段编号以及自旋角分箱确定。第二个求和涵盖四个最低能量档的所有可能配对。只有三个不同的比值在统计上相互独立，例如，$(j,k) \in \{(1,2), (1,3), (1,4)\}$，而其他配对的比值均可由这些比值相除得到。在我们的分析中，我们对所有可能的配对分别进行处理，包括静电分析器档位的反向顺序，例如，我们既纳入配对 $(j,k) = (1,2)$，也纳入 $(j,k) = (2,1)$。因此，求和中共纳入 12 种可能的静电分析器档位配对。尽管这种方法会导致重复计数，但它能最大限度地减小由计数率的泊松不确定性推导出的比值的非高斯不确定性所造成的影响。

因此，静电分析器档位 j 与 k 之间第 l 个区间的计数率之比记为 $r_{l,\ j,\ k}$，其不确定度为 $\delta r_{l,\ j,\ k}$。在本分析中，我们使用以下公式计算每个区间的计数率：

$$c_{l,e} = \frac{\gamma_{l,e} d_{l,e}}{t_{l,e}} - b_e, \tag{11}$$

其中，$\gamma_{l,}$ 为通量修正因子（Swaczyna 等，2015、2022a），$d_{l,}$ 为记录计数，$t_{l,}$ 为曝光时间，$b_{,}$ 为普遍存在的背景率（Galli 等，2015、2017）。为计算计数率的不确定度，我们将泊松不确定度计入考虑：$\delta c_{l,} = \gamma_{l,} \mathrm{x} d_{l,} / t_{l,}$。本分析中，我们忽略通量修正的不确定度，因为其不确定度的主要部分在不同静电分析器档位之间高度相关，这是由于这些档位的背景事件来源相同；因此，在计算计数率之比时，不确定度会减小。我们也忽略背景率的不确定度，因为在所用数据范围内，其变化相较于泊松不确定度可以忽略。计数率比的不确定度由计数率的不确定度传播得到：

$$\delta r_{l,j,k} = \left[\left(\frac{\delta c_{l,j}}{c_{l,j}}\right)^2 + \left(\frac{\delta c_{l,k}}{c_{l,k}}\right)^2\right]^{1/2} r_{l,j,k}. \tag{12}$$

χ^2 最小化分别针对 IBEX任务期间使用的两种 PAC 电压进行。标称 PAC 电压（16 千伏）一直使用到 2012 年 ISN 季结束。随后，在 2012 和 2013 年 ISN 季之间，PAC 电压降至 7 千伏，使探测效率降低了约一半。此外，这两个观测季之间还更改了 TOF 逻辑，消除了缓冲区损失，因此后续观测季不再需要进行吞吐量校正。

我们的分析采用至少覆盖最低三个 ESA 步骤的观测时段。该标准排除了在氧模式和交叉校准模式下收集的数据，因为这两种模式不会使用 ESA 3（见 Swaczyna 等人（2022a））。因此，使用 16 千伏 PAC 电压收集的数据仅限于 2009 和 2010 年观测季，以及 2012 年的两个弧段：156b 和 157a。使用 7 千伏 PAC 电压收集的数据集包括 2013—2020 年 ISN 观测季，但不包括 2016 年观测季，因为该季未观测 ESA 3。只要有 ESA 4 观测数据，我们就会使用，但不要求这些观测数据包含 ESA 1–3 之间的比值。为了排除计数率较低的数据点，我们仅使用 ESA 1–3 的平均计数率至少为 0.1 s^{-1} 的数据点，即其计数率至少比背景率高一个数量级。该标准可将未知背景的影响降至最低。对于 ESA 4，我们采用不同的标准。具体而言，只有当 $E_{\mathrm{ESA4}}/E_{\mathrm{atom},\ \iota} > 0.95$ 时，我们才使用包含 ESA 4 计数率的比值。比值高于此值时，即使 ESA 1–3 的平均计数率高于 0.1 s^{-1}，其计数率也与背景率相当。由于该静电分析器档位的信号显著减弱，此标准可排除可能出现的极低计数率。

在首次拟合尝试中，我们采用 Bzowski 等（2019）的数据筛选方法。该筛选依据黄经定义：当自旋轴指向 235° 至 335° 时，冲压方向上的视轴黄经范围为 ~145° 至 ~245°。此范围包含 $\lambda_{\mathrm{Peak}} \approx 220°$ 处的星际中性氦峰，见公式（6）。此外，我们使用 216° 至 318° 的自旋角区间，对应的黄道纬度范围为 –48° 至 +54°。这一数据范围对应图1所示的数据。然而，我们发现，对于 16 千伏的 PAC 电压，公式（4）的最小化所得到的约化 χ^2 值为 1.67。由于靠近流入方向的数据部分包含来自星际中性氢原子的贡献（Swaczyna 等（2018）；Galli 等人（2019）），我们决定将自旋轴的经度范围缩小为 235° 至 325°。因此，具有 $n =$ 6 1 13 1 17 1 08 7 个系数的最优多项式的约化 χ^2 值降至该值，而对于 PAC 电压为 kV 的情况，则从 . 降至 .。较高电压下出现更显著的下降并不意外，因为在 2009 和 2010 年观测季，星际中性氢信号非常强；而这些观测季采集的数据构成了 16 千伏 PAC 电压下星际中性氦数据的主要部分。由于 2011 和 2012 年采用了特殊模式，数据集中仅包含 2012 年的两个弧段，如前一段所述。

为了确定对响应函数建模所需的多项式次数，我们将最大次数从 $K = 1$ 逐步增加到 10，并进行最小化。图 5 展示了约化 χ^2 随 K 的变化。对于 $K = 1$ 或 2，最佳拟合多项式的拟合效果较差，$\chi^2 > 15N$，其中 N 为数据点数。次数更高的多项式拟合优度大幅提高。多项式次数越高，χ^2 越低。对于 7 千伏的 PAC 电压（$N = 7063$），我们将用它来确定多项式的最优次数；如图所示，χ^2 逐渐降低，直至 $K = 5$，此后次数增加带来的改善很小。多项式只是对真实响应函数的近似。因此，可以考虑使用贝叶斯信息准则（BIC，Schwarz 1978；Liddle 2007）来选择最优模型，其定义为 $\mathrm{BIC} = \chi^2 + K \ln N$。该准则表明，$K = 8$ 的模型是最优的。然而，我们注意到，对于这个多项式，$m_8 > 0$；也就是说，模型预测响应函数在能量比 $x \gg 1$ 和 $x \ll 1$ 较高及较低时都会增大，而通常我们预期其会降至 0。相反，$K = 6$ 的最佳拟合多项式具有 $m_6 < 0$，也就是说，响应函数在高能量和低能量时趋近于 0。此外，所有奇数阶多项式都会导致响应函数在上述任一极限下取无限值。在数据范围内，具有 $K = 6$ 和 $K = 8$ 的多项式所对应的响应函数模型相对变化不超过 3%，与该函数因入射原子能量计算所带来的不确定性相当（见第 6 节）。因此，我们采用 $K = 6$ 多项式对响应函数建模。

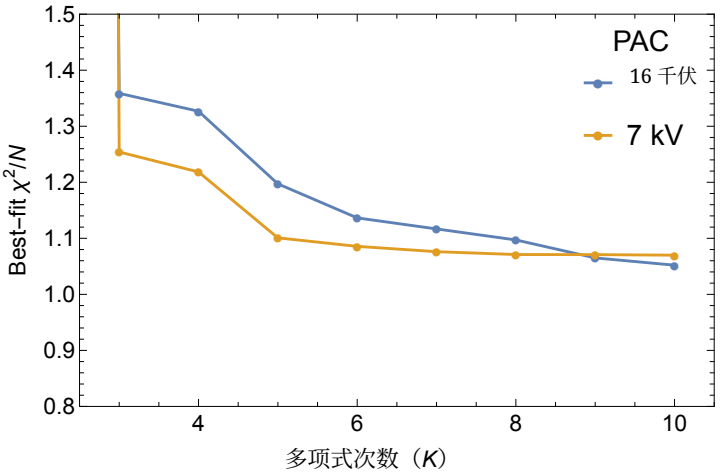

图 5。任务期间使用的两种 PAC 电压下，最佳拟合 χ^2/N 随最大多项式次数 K 变化的情况。此处使用的数据集不包括可能含有 ISN 氢贡献的经度范围。

5. 星际中性氦原子的最佳拟合相对标定

第4节所述响应函数的拟合程序，基于航天器参考系中不同入射原子能量下，该函数在两个不同静电分析器档位的比值。因此，无法通过拟合获得方程（9）所给响应函数中的归一化因子 A。相反，我们将归一化因子约束为使响应函数的最大值为 1。绝对定标必须通过实验室定标获得，以补充这一相对响应函数。表 1 展示了最佳拟合多项式系数以及上述定义的归一化因子。表中所列数字的精度足以使人在数据范围内重现最佳拟合响应函数，误差小于 0.03%。

表 1. 公式（9）中相对响应函数的参数

PAC	m_1	m_2	m_3	m_4	m_5	m_6	A
16 千伏	–6.79873	–8.41905	–9.63405	–8.22097	–3.53226	–0.564158 0.062703	
7 kV	–5.82750	–5.24562	–4.99331	–4.89035	–2.36145	–0.402573 0.070905	

在 PAC 电压为 7 千伏和 16 千伏时，用于拟合的不同比值数量分别为 7063 和 1957。虽然这些数据点均被单独用于方程（10）给出的拟合表达式，但为绘制拟合结果图，我们决定根据入射原子能量，将它们分入宽度为 1 电子伏特的能量箱中。根据上一节规定的筛选标准，该能量处于 60 电子伏特至 135 电子伏特的范围内。然而，有些能量箱中没有任何数据点，尤其是在较低能量处。这是因为高纬度地区各能量箱内的平均能量相近，不受经度影响，而相邻纬度带能量箱内的平均速度则存在显著差异（见图2左下图）。

图6展示了不同静电分析器档位组合下最佳拟合响应函数的比值，以及观测比值分箱后随入射原子能量变化的情况。每条表示模型响应比值的曲线均由同一个函数得到。因此，这些曲线并非针对各个比值分别进行的独立拟合。由于静电分析器 k 档位与静电分析器 j 档位的计数率之比，是静电分析器 j 档位与静电分析器 k档位计数率之比的倒数，因此本图仅展示较高档位与较低档位的比值。图中显示，根据方程（12）计算的数据不确定性在较高能量下最小，因为计数率最高的能量箱仅分布在黄道面附近，因此能量较高，正如第3节所述。观测计数率与最佳拟合曲线的一致性，证实了 χ^2 值接近自由度数量所表明的一致性。

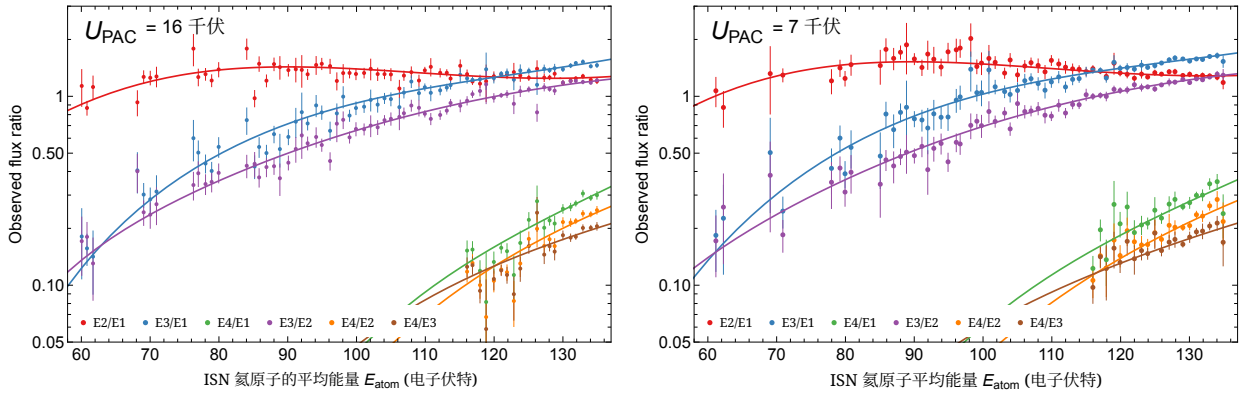

图6。 模型所得最佳拟合相对响应函数的比值与观测计数率比值的对比，展示了其随入射星际中性氦原子平均能量的变化。观测计数率比值按宽度为 1 电子伏特的能量箱分箱。左图和右图分别显示 PAC 电压为 16 千伏和 7 千伏时的结果。

虽然可以根据观测到的计数率比来表征响应函数，但我们也希望将该响应与各静电分析器档位的观测数据进行比较。进行这项比较需要估算星际中性氦通量。为此，Schwadron 等（2022）使用 ESA 3，并假设在该档位观测到的星际中性氦原子的响应函数为常数。然而，我们发现该函数在此能量档位内变化显著。因此，我们采用另一种方法，利用静电分析器档位 1–3 来估算这一通量。相对响应函数使我们能够结合不同的静电分析器档位，通过基于方程（7）的平均值求得以下乘积：

几何因子、溅射粒子的产额以及入射星际中性氦原子的通量：

$$\langle GY(E_{\mathrm{atom}})J\rangle = \frac{1}{3}\sum_{e=1}^{3}\frac{c_{p,e}}{f_p(E_{\mathrm{ESA}e}/E_{\mathrm{atom}})}. \tag{13}$$

我们使用这一平均值，根据各静电分析器档位的观测数据估算响应函数，方法如下：

$$\tilde{f}_p(E_{\mathrm{ESA}e}/E_{\mathrm{atom}}) = \frac{c_{p,e}}{\langle GY(E_{\mathrm{atom}})J\rangle}. \tag{14}$$

方程（14）分母中的平均乘积由方程（13）给出，该方程直接由观测数据得出。因此，这一计算无需使用模拟通量。图7将拟合程序得到的相对响应函数与这些估算值进行了比较。计算方程（13）给出的乘积时，我们只使用静电分析器能级1至3的计数率，因为ESA 4的计数率降低了一个数量级，因此其统计显著性低得多。图中的不确定性根据第4节所述方法计算的计数率不确定性得出。需要注意的是，由于拟合模型需要知道响应函数，因此不能使用这张图来拟合模型。我们在这些图中用竖线标出了各静电分析器档位的最低能量比（即对应于星际中性氦原子最高平均能量的能量比），这些位置的数据点不确定性最低。图中显示，不同静电分析器档位之间存在少量重叠。遗憾的是，每个静电分析器档位中能量比最高的数据点通常具有大得多的不确定性。

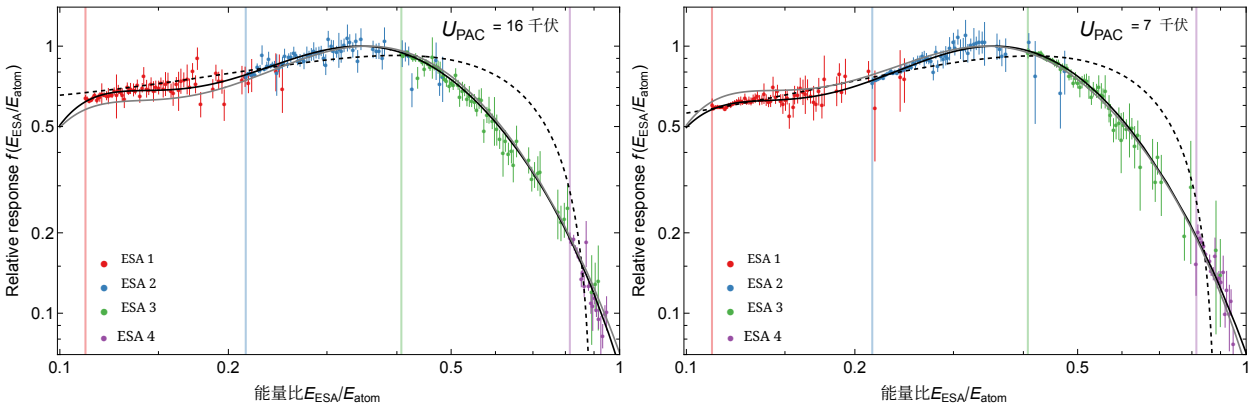

图7。我们分析得到的相对响应函数（黑色实线），与 Schwadron 等（2022）得到的响应函数（虚线）以及方程（14）对每个静电分析器档位的结果（带误差棒的数据点）的比较。竖线表示每个静电分析器档位的最低能量比（见正文）。左、右面板分别显示 PAC 电压为 16 千伏和 7 千伏时的结果。灰色实线表示另一 PAC 电压下的最佳拟合相对响应函数。

在图7中，我们还将最佳拟合响应函数与 Schwadron 等（2022）得到的响应函数进行了比较。为便于比较，我们对他们的函数重新归一化，使其与能量比为 $E_{\mathrm{ESA}}, /E_{\mathrm{atom}} = 0.43$ 时的响应相匹配。该能量比对应于 Schwadron 等（2022）用于将响应归一化为 1 的 ESA 3 数据点能量范围的平均值。比较结果显示，对于每个静电分析器档位，响应函数的交点都接近能量比最低的数据点簇，也就是说，这些交点对应于先前分析所用能量范围的中心（参见 Schwadron 等，2022 年的图4）。不过，这两个函数在这些数据点簇之间存在差异，在能量比约为 ~0.65 处尤为明显。该能量范围内，响应函数随能量增加而显著下降。然而，

由于先前分析所用的黄道面内星际中性氦观测数据的能量范围非常有限，因此无法有效约束响应函数。

此外，图中还显示了两种 PAC 电压对应的相对响应函数存在差异。这一点可从两个面板中各自新增的灰色实线看出：它们表示的是另一面板所示 PAC 电压对应的响应曲线。最显著的差异出现在最低的 $E_{\mathrm{ESA,}}/E_{\mathrm{atom}}$ 能量比处，这些能量比对应的溅射离子，其能量相对于入射原子能量较低。这些离子很可能以较大的散射角从转换表面逸出。因此，较高的 PAC 电压可能因后加速的聚焦效应而提高对这些离子的探测效率。在较高的相对能量比（接近 1）处观察到的差异，在统计上不那么显著，因为该范围内的数据点都存在较大的不确定性。

通过我们的分析得到的响应函数似乎呈现出某种双峰结构，在能量比约为 0.35 处有一个明显的最大值，并在约 0.13 处出现额外的平坦区。这种结构可能与溅射过程的两种机制有关：单次碰撞反冲机制和碰撞级联机制（Gnaser，2007年）。反冲机制是观测低能轻原子（例如星际中性氦原子）的主要过程。在这种机制下，入射原子发生一次孤立碰撞，从转换表面溅射出一个离子。不过，碰撞级联也有一定概率产生能量更低、从转换表面溅射出来的离子。尽管如此，仍需进一步研究溅射过程，才能证实这一观察结果。

6. 相对标定的稳健性

如第4节所述，我们限制分析所用数据的范围，以尽量减小在观测流入方向附近区域的轨道中，星际中性氢贡献可能造成的影响。尽管如此，我们仍将这些轨道纳入分析并重复计算，以验证推导结果的稳健性。图8展示了纳入这些轨道后得到的响应函数与第5节所示结果的比值。对于 16 千伏的 PAC 电压，其覆盖了太阳活动极小期初期、星际中性氢通量最高的年份，相对变化幅度大于 PAC 电压为 7 千伏时的变化，但在数据覆盖的能量范围内不超过 4%。最大变化出现在最低能量比处，也就是 ESA 1 贡献最强的区域，这与星际中性氢带来的额外贡献相符。PAC 电压为 7 千伏时的变化较小，最高为 ~1%。

我们仅使用 IBEX 处的星际中性氦群体模型来确定每个能量箱中原子的平均能量。本分析不使用模型给出的通量。如第3节所述，我们预计每个能量箱的平均能量不会强烈依赖于星际中性氦建模的参数。为验证这一点，我们采用了对全球日球层模型参数进行修改后所得的建模结果。我们考察了若干重要参数的变化，例如原始局部星际介质流的方向和速度、温度、星际磁场方向，以及等离子体和中性粒子的密度。预计原始局部星际介质流速度的变化会对平均能量产生最显著的影响，这是可以理解的，因为该参数会直接将星际中性氦的分布函数向更高速度方向移动。我们发现，该速度变化 +0.4 km s^{-1} 时，航天器参考系中的平均速度最多变化 +0.21 km s^{-1}，这与第3节中的讨论一致。图8显示，与标称情况相比，相对响应函数的变化小于 ~1%；但在 PAC 电压为 16 千伏且能量比高的情况下，偏差最多增至 ~3% 。

最后，我们验证了电荷交换和弹性碰撞中的角散射导致的 ISN 氦分布函数变化是否会影响结果。为此，我们采用了使用解析全积分模型（aFINM；Schwadron 等，2013年、2015年、2016年；Rahmanifard 等，2019年）计算的 ISN 氦原子的平均能量，该计算结果见 Swaczyna 等（2023）。这些计算采用了

通过包含与电荷交换和弹性碰撞相关的动量传递的外日球层鞘输运，在日球层顶处估计的分布函数。图8显示，纳入这一效应对响应函数的影响最大为 ~2%

本节讨论的测试表明，所得结果具有稳健性。所得相对响应函数不会因分析所用数据的选择，以及用于计算航天器参考系中入射原子能量的原始局部星际介质参数假设而受到显著影响。尽管如此，第2节中提出的假设仍需进行实验室验证，并可能成为系统误差的来源。

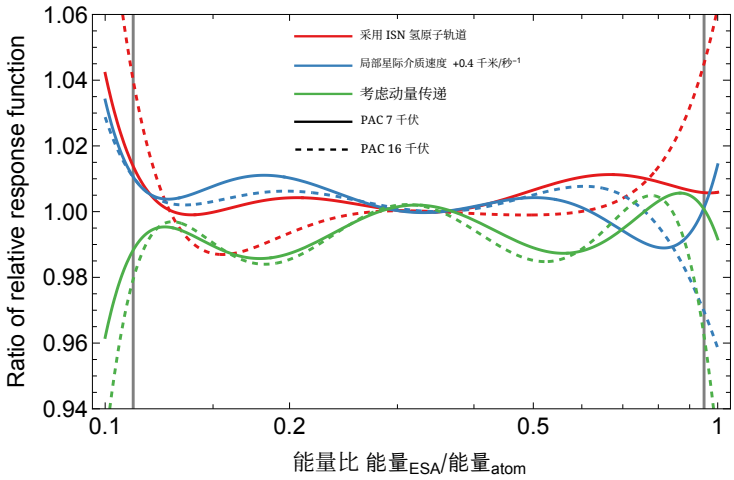

图8。稳健性测试中所得相对响应函数与第5节讨论的标称情况的比值。红线表示纳入可能存在星际中性氢贡献的轨道后的结果。蓝线表示将假设的原始局部星际介质速度提高 +0.4 km s^{-1} 后的结果。绿线表示计入外日球层鞘中碰撞所致动量传递后的结果。实线和虚线分别表示 PAC 电压为 7 千伏和 16 千伏时所得的结果。竖线标出了观测能量比的范围。

7. 总结

IBEX-Lo通过仪器转换表面的溅射过程探测星际中性氦原子，该过程会产生能谱宽广的溅射离子。因此，在所有能量低于入射原子能量的静电分析器档位中，都会记录到这些离子。因此，在某个特定静电分析器档位中的记录并不代表入射氦原子的实际能量。在我们的分析中，我们使用标称ESA能量与入射原子能量之比的一个通用函数，表征不同静电分析器档位中的相对响应函数。我们根据IBEX参考系中星际中性氦原子的平均能量与不同静电分析器档位间观测计数率之比的关系，求得该函数的参数。我们利用输运模型计算星际中性氦原子从原始局部星际介质到1天文单位处的平均能量；该模型基于全球日球层模型得到的流场，考虑了太阳引力引起的动能变化，以及日球层和外日球层鞘中的电荷交换与电离损失。我们分别针对IBEX任务期间使用的两种PAC 电压进行了分析。我们验证了所得响应函数不会显著依赖于该模型的参数，也不会显著依赖于数据的选取；所选数据可能包含来自星际中性氢原子的贡献。

通过此分析获得的响应函数可用于在定量分析 IBEX-Lo 观测数据时，合并来自不同静电分析器档位的星际中性氦观测数据，以寻找原始

局部星际介质中的条件。静电分析器档位 1 至 3 的计数率相近，而 ESA 4 的计数率至少低一个数量级。尽管如此，在我们的研究中，ESA 4 的信息对于充分表征静电分析器档位能量与入射原子能量之比值较高时的响应函数至关重要，也就是响应迅速下降的区域。自 2016年起，IBEX-Lo 团队决定在星际中性氦观测季期间不再采用 ESA 4 观测数据；然而，重新启用这一静电分析器档位有助于增进对相对响应函数的了解。响应函数的知识对于旨在发现星际中性氦分布非麦克斯韦特性的分析尤为重要，因为这些特征大多出现在分布尾部，通常在较高纬度处可见；此处入射原子能量较低，因此静电分析器档位能量与入射原子能量之比值较高（Sokół 等，2015a；Swaczyna 等，2019）。请注意，尽管我们仅使用了 ESA 4 中高能原子的观测数据，但相对响应函数的同一部分对应于 ESA 3 中的低能原子（见图7）。

我们的分析表明，可以利用飞行观测数据重现不同静电分析器档位下的相对响应函数。然而，这种相对响应未涵盖与溅射效率相关的响应变化，而溅射效率也取决于入射原子能量。此外，这项分析无法用于获取仪器的绝对定标。因此，未来的星际中性原子探测器应优先考虑这两个要素，例如，计划用于星际制图与加速探测器（IMAP）任务的 IMAP-Lo 仪器（McComas等人，2018年）。IMAP-Lo 配备了可移动平台，能够调整视轴相对于航天器自旋轴的位置。这一能力有助于改进对不同星际中性原子种类的观测（Sokół 等，2019b），并有望打破根据 IBEX观测推导的局部星际介质参数之间的简并性（Bzowski 等，2022；Schwadron 等，2022）。这一能力还有助于在更广泛的入射原子能量范围内观测到较高的星际中性氦计数率。因此，利用 IMAP-Lo 的观测数据进行类似分析，将有助于更准确地表征相对响应函数。

致谢：本研究得到美国国家航空航天局（NASA）通过外日球层客座研究人员计划拨付的第 80NSSC20K0781 号资助支持。本研究还部分获得了 IBEX任务的资助，属于NASA探索者计划（80NSSC20K0719）的一部分；同时也获得了 IMAP 的资助，属于太阳与地球探测计划（80GSFC19C0027）的一部分。M.B. 和 M.A.K. 获得了波兰国家科学中心第 2019/35/B/ST9/01241 号资助的支持。

参考文献

Baranov, V. B., Lebedev, M. G., & Malama, Iu. G. 1991, 《天体物理学杂志》, 375, 347 Bzowski, M., Czechowski, A., Frisch, P. C., 等 2019, 《天体物理学杂志》, 882, 60 Bzowski, M., Kubiak, M. A., Czechowski, A., & Grygorczuk, J. 2017, 《天体物理学杂志》, 845, 15 Bzowski, M., Kubiak, M. A., Möbius, E., 等 2012, 《天体物理学杂志增刊》, 198, 12 Bzowski, M., Kubiak, M. A., Möbius, E., & Schwadron, N. A. 2022, 《天体物理学杂志》, 938, 148 Bzowski, M., Swaczyna, P., Kubiak, M. A., 等 2015, 《天体物理学杂志增刊》, 220, 28 Fahr, H. J. 1968, 《天体物理学与空间科学》, 2, 474 Fuselier, S. A., Bochsler, P., Chornay, D., 等 2009, 《太空科学评论》, 146, 117 Galli, A., Baliukin, I. I., Bzowski, M., 等 2022, 《太空科学评论》, 218, 31 Galli, A., Wurz, P., Park, J., 等 2015, 《天体物理学杂志增刊》, 220, 30 Galli, A., Wurz, P., Rahmanifard, F., 等 2019, 《天体物理学杂志》, 871, 52 Galli, A., Wurz, P., Schwadron, N. A., 等 2017, 《天体物理学杂志》, 851, 2 Gnaser, H. 2007, 收录于《粒子轰击溅射》, 编者 R. Behrisch, & W. Eckstein (Berlin 海德堡：Springer-Verlang），231，https://doi.org/10.1007/978-3-540-44502-9_5

Heerikhuisen, J., Zirnstein, E. J., Pogorelov, N. V., Zank, G. P., & Desai, M. 2019年, 《天体物理学杂志》, 874, 76 Kubiak, M. A., Bzowski, M., Sokół, J. M., et al. 2014年, 《天体物理学杂志增刊》, 213, 29 Kubiak, M. A., Swaczyna, P., Bzowski, M., et al. 2016年, 《天体物理学杂志增刊》, 223, 25 Lee, M. A., Kucharek, H., Möbius, E., et al. 2012年, 《天体物理学杂志增刊》, 198, 10 Lee, M. A., Möbius, E., & Leonard, T. W. 2015年, 《天体物理学杂志增刊》, 220, 23 Leonard, T. W., Möbius, E., Bzowski, M., et al. 2015年, 《天体物理学杂志》, 804, 42 Liddle, A. R. 2007年, 《皇家天文学会月刊》, 377, L74 McComas, D. J., Allegrini, F., Bochsler, P., et al. 2009年, 《太空科学评论》, 146, 11 McComas, D. J., Christian, E. R., Schwadron, N. A., et al. 2018年, 《太空科学评论》, 214, 116 Möbius, E., Bochsler, P., Bzowski, M., et al. 2009a年, 《科学》, 326, 969 Möbius, E., Bochsler, P., Bzowski, M., et al. 2012年, 《天体物理学杂志增刊》, 198, 11 Möbius, E., Bzowski, M., Frisch, P. C., et al. 2015年, 《天体物理学杂志增刊》, 220, 24 Möbius, E., Kucharek, H., Clark, G., et al. 2009b年, 《太空科学评论》, 146, 149 Park, J., Kucharek, H., Möbius, E., et al. 2016年, 《天体物理学杂志》, 833, 130 Rahmanifard, F., Möbius, E., Schwadron, N. A., et al. 2019年, 《天体物理学杂志》, 887, 217 Rucinski, D., & Bzowski, M. 1995年, 《天文学与天体物理学》, 296, 248 Saul, L., Wurz, P., Rodriguez, D., et al. 2012年, 《天体物理学杂志增刊》, 198, 14 Scheer, J. A., Wieser, M., Wurz, P., et al. 2006年, 《太空研究进展》, 38, 664 Schwadron, N. A., Möbius, E., Leonard, T., et al. 2015年, 《天体物理学杂志增刊》, 220, 25 Schwadron, N. A., Möbius, E., McComas, D. J., et al. 2016年, 《天体物理学杂志》, 828, 81 Schwadron, N. A., Möbius, E., McComas, D. J., et al. 2022年, 《天体物理学杂志增刊》, 258, 7 Schwadron, N. A., Moebius, E., Kucharek, H., et al. 2013年, 《天体物理学杂志》, 775, 86 Schwarz, G. 1978年, 《统计年鉴》, 6, 461 Sokół, J. M., Bzowski, M., Kubiak, M. A., et al. 2015a年, 《天体物理学杂志增刊》, 220, 29 Sokół, J. M., Kubiak, M. A., & Bzowski, M. 2019a年, 《天体物理学杂志》, 879, 24 Sokół, J. M., Kubiak, M. A., Bzowski, M., Möbius, E., & Schwadron, N. A. 2019b年, 《天体物理学杂志增刊》, 245, 28 Sokół, J. M., Kubiak, M. A., Bzowski, M., & Swaczyna, P. 2015b年, 《天体物理学杂志增刊》, 220, 27 Swaczyna, P., Bzowski, M., Kubiak, M. A., et al. 2015年, 《天体物理学杂志增刊》, 220, 26 Swaczyna, P., Bzowski, M., Kubiak, M. A., et al. 2018年, 《天体物理学杂志》, 854, 119 Swaczyna, P., Kubiak, M. A., Bzowski, M., et al. 2022a年, 《天体物理学杂志增刊》, 259, 42 Swaczyna, P., McComas, D. J., & Schwadron, N. A. 2019年, 《天体物理学杂志》, 871, 254 Swaczyna, P., Rahmanifard, F., Zirnstein, E. J., & Heerikhuisen, J. 2023年, 《天体物理学杂志》, 943, 74 Swaczyna, P., Rahmanifard, F., Zirnstein, E. J., McComas, D. J., & Heerikhuisen, J. 2021年, 《天体物理学杂志快报》, 911, L3 Swaczyna, P., Schwadron, N. A., Möbius, E., et al. 2022b年, 《天体物理学杂志快报》, 937, L32 Wallis, M. K. 1975年, 《自然》, 254, 202 Wieser, M., Wurz, P., Moebius, E., et al. 2007年, 《科学仪器评论》, 78, 124502 Wurz, P., Saul, L., Scheer, J. A., et al. 2008年, 《应用物理学杂志》, 103, 054904 Wurz, P., Scheer, J., & Wieser, M. 2006年, 《表面科学与纳米技术电子期刊》, 4, 394 Ziegler, J. F., Ziegler, M. D., & Biersack, J. P. 2010年, 《核仪器与方法B辑》, 268, 1818 Zirnstein, E. J., Heerikhuisen, J., Funsten, H. O., et al. 2016年, 《天体物理学杂志快报》, 818, L18

6