这是已被《等离子体物理与受控聚变》接受发表的文章的接受稿版本。IOP Publishing Ltd 对此版本中的任何错误或遗漏，或由此衍生的任何版本，均不承担责任。正式版本可在线查阅：https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac2eb2。本接受稿采用 知识共享署名-非商业性使用-禁止演绎 4.0 国际许可协议授权。

SPIDER负离子源中束流发射光谱学的初步结果离子源[a]

M. Barbisan,[1] B. Zaniol[1], R. Pasqualotto[1], G. Serianni[1] 和 M. Ugoletti [1]

[1] RFX联盟（CNR、ENEA、INFN、帕多瓦大学、Acciaierie Venete SpA），意大利帕多瓦 35127，Stati Uniti大道4号

SPIDER实验是RFX联合体（意大利帕多瓦）中性束测试设施（NBTF）的一部分，是ITER中性束注入器负离子源的

一、引言

ITER实验的附加加热系统包括中性束注入器（NBI）。每台设备将提供一束 16.7MW 的束流，由以 1 MeV加速的 H/D 粒子组成[1–4]。目前，产生该能量粒子束流最可靠且可行的方法，是从H-/D- 束流开始，并使离子沿束流路径与

[a] 应与之通信的作者。电子邮箱：marco.barbisan@igi.cnr.it

为避免部件承受过大的热负荷，束流发散度不得超过 7 毫弧度（1/e 衰减），同时还需监测束流指向[1]。为尽量减小束流发散度，必须尽量减少在加速系统内被中和的负离子比例（主要是由于与气体分子发生碰撞），因为这些离子

SPIDER的 BES诊断初始设计和仿真由Zaniol 等人提出。[10] 本文首先回顾 BES诊断的工作原理以及所采集数据的分析算法（第II节）；随后介绍 SPIDER中 BES诊断的最终设计与集成（第III节）。最后，本文展示该诊断系统在

在2019年的SPIDER实验活动期间，在连接源等离子体与加速系统的栅极上安装了一个钼掩模[21]。1280个栅极孔中仅保留了80个开放孔，以限制离子源的气体流出量，并将离子源周围氢气的压力降至最低，从而降低射频功率输入

II. 物理背景

BES诊断由一个或多个准直器组成，用于收集快束粒子（H^-/D^-、H/D、H^+/D^+）与气体分子反应产生的H_α/D_α光；在第一近似下，可假设气体分子处于室温。虽然碰撞中解离的分子发射的光子接收到的多普勒频移可以忽略不计，但

$$\lambda = \lambda_0 \frac{1-\beta\cos\alpha}{\sqrt{1-\beta^2}}, \text{ where } \beta = \frac{v}{c} = \sqrt{1-\left(\frac{mc^2}{mc^2+eU_{tot}}\right)^2} \quad (1)$$

其中，λ_0 为未发生频移的 H_α/D_α 波长，α 为束流粒子轨迹与所收集光子的方向之间的夹角，如图1所示。β 为束流粒子速度 v 与光速 c 之比；其数值根据束粒子质量 m、光速、电子/H^- 电荷 e 以及 U_{tot}计算得出；U_{tot}为加速系统中的

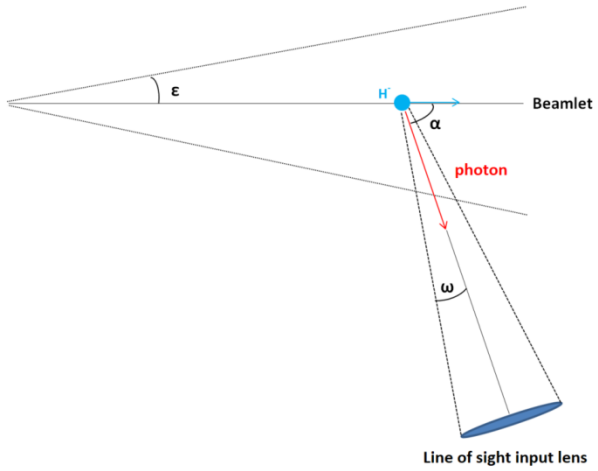


图1. 角度量 α、 ε 和 ω的示意图。

在BES诊断中，准直器收集到的光通过光纤传送至光谱仪；图2展示了在SPIDER中采集到的一个BES光谱示例。未发生位移的H_α发射与约655.25 nm处的全能量多普勒峰同时可见，该峰代表大多数全能量束流粒子的发射，在此示

为测量束流视线方向α，对全能量多普勒峰和未发生位移的H_α峰进行高斯拟合（图2中的红色曲线），以测量λ和λ_0；虽然λ_0本身可由量子物理确定，但测量值有助于校正光谱仪波长校准中的潜在偏移量。由于光谱中存在剥离损失发

$$\alpha = \cos^{-1}\left(\frac{\lambda_0 - \lambda\sqrt{1-\beta^2}}{\beta\lambda_0}\right) \quad (2)$$

在 SPIDER 中，加速系统由面向离子源的等离子体栅极（PG）、萃取栅极（EG）和末端接地栅极（GG）组成。为计算 β，总势能 U_{tot} 由 PG-EG 引出间隙中的电势差（即引出电压 U_{ex}）与 EG-GG 加速间隙中的电势差（即加速电压

全能量多普勒峰的高斯曲线拟合还给出了峰的积分值，可对不同视线的积分值进行比较，从而获得束流强度的空间分布。

还可以根据全能量多普勒峰得出束流发散度 ε；观测到的束流粒子具有有限的角分布，这意味着所收集光子 α 也具有相应的分布。这又会导致全能量多普勒峰展宽；测量该展宽后，即可估算束流发散度 ε。全能量多普勒峰的宽度

$$\varepsilon = \sqrt{2}\left(\frac{\lambda_0\beta\sin\alpha}{\sqrt{1-\beta^2}}\right)^{-1}\sqrt{W^2 - \Delta\lambda_N^2 - \Delta\lambda_I^2 - \left(\frac{\lambda_0\beta\sin\alpha}{\sqrt{1-\beta^2}}\right)^2\omega^2 - \left[\frac{e\lambda_0^2}{mc^2\beta}(\beta - \cos\alpha)\right]\upsilon^2}. \quad (3)$$

W 以及公式 3 根号内的展宽因子，均应以高斯曲线的 RMS 标准差宽度来估算。公式 3 中的 α 按照公式 2 测量。υ 根据电压

信号的标准差估算，这些信号来自为加速系统栅极供电的电源；标准差在光谱采集的时间区间内计算。υ 的值过大（超过 V 的 10%）时，会舍弃采集到的光谱，因为这意味着总加速电压存在漂移或发生电压击穿。

在图2的 BES光谱示例中，W=80.9 pm，需进行平方差减的四项分别为 13.2 pm（本征线宽）、19.0 pm（仪器函数宽度）、6.6 pm（由收集角引起的展宽）和 5.7 pm（由电压波动引起的展宽）。测量误差的计算依据 B. Zaniol 在

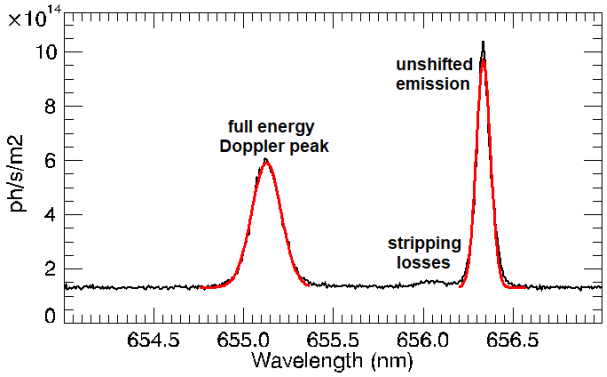


图2. 在 SPIDER 中采集的典型 BES 光谱示例（光子采集时间为 4.7 s）。黑色曲线表示采集到的光谱，红色曲线表示对峰值进行拟合得到的高斯曲线。离子源输入功率为 320 kW，离子源气压为 0.4 Pa，U_{ss}=1.5 kV，U_{acc}=20 kV；提取束流电流密度为 14

数量	数值
λ_0 (未发生频移的 H_α/D_α 波长)	656.297 nm/656.103 nm
采集光谱中估算 λ 或 λ_0 的典型误差为 0.7 pm÷4.0 pm	
H^-/D^- 离子的静止质量 (mc^2)	$9.388\cdot10^8$ eV / $1.876\cdot10^9$ eV
V 测量的相对误差	1 %
W 测量的典型误差	0.7 pm÷5 pm
$\Delta\lambda_N$ (本征线宽)	13.2 pm

典型的 $\Delta\lambda_I$ (取决于CCD区域)	19 pm÷27 pm
$\Delta\lambda_I$ 上的典型误差（取决于视线）	0.3 pm÷1.0 pm
ω (观测角度)	1.5 毫弧度
ω 上的相对误差 , 由于其沿视线方向的变化	5 %
υ 的典型值（总加速电压中的纹波）	1÷3 %
估算υ的相对误差	10 %

表1：用于估算α, ε 及其测量误差的数值。典型值是指逐个案例测量的量或随每条视线而变化的量；否则，这些数值在计算中被视为常数。涉及峰值密度或光谱展宽因子的数值，是指估算为高斯曲线的 sigma-RMS 密度。

III. SPIDER中的BES诊断系统

A. 诊断系统硬件

束流与气体相互作用产生的光由多个光学头收集。每个光学头由金属圆筒构成，内装一片净孔径为 10 mm、焦距为 120 mm 的平凸透镜。光线聚焦在一根高羟基含量石英 - 石英光纤的端面上，该光纤的 400 μm 芯径和数值孔径为

每个光学头采集到的光依次通过三根光纤跳线（长38 m或44 m），从SPIDER装置传送到混凝土生物屏蔽层外，再传送至另一栋安装有光谱仪的建筑物。为分析采集到的光谱，采用了Princeton Instruments Isoplane SCT-320光

而3600线/毫米光栅则能更好地分辨分子发射光谱。BES默认使用2400线/毫米光栅；本文所展示的所有数据均使用该光栅获得。光谱仪配备了Princeton Instruments背照式电荷耦合器件PIXIS 1024B，每个器件均有1024x1024个

束发射光谱相机和光谱仪的控制与数据采集由 SPIDER MDSplus软件平台[28],管理，该平台也用于存储束发射光谱分析结果。

B. 视线的几何形状

每个专用于束发射光谱光学头的支架均安装在多个硅制束发射光谱观察窗中的一个前方；这些观察窗位于加速系统出口的下游，使其能够以两个不同角度观测束流。北侧面的四个观察窗沿机器轴线布置在距加速系统末级栅极——

以水平和垂直视线（视线）为瞄准方向，如图3所示。每组视线用一条视线表示，即每组中的视线按垂直或水平方向排列。视线标记为北束、南束或顶束，后跟一个从上到下或从左到右递增的连续编号（从下游方向观察时定义）。

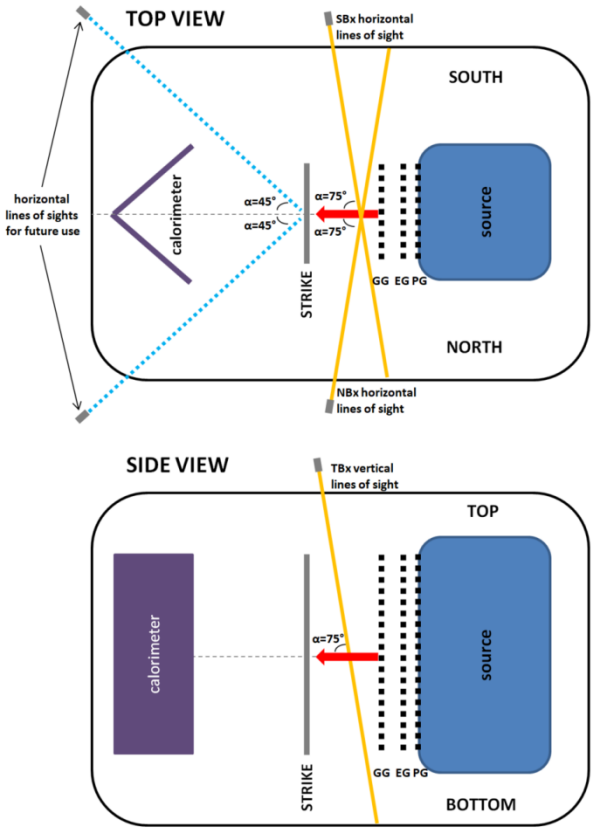


图3. SPIDER 主要组件以及垂直和水平 BES 视线的侧视图和俯视图示意图。图中每条视线实际上表示一组水平或垂直排列的视线

对多个视线采集的数据进行解读时，必须考虑各视线相对于束流位置的布局。组成加速系统的栅极上有1280个孔径，由此产生同等数量的束流束。孔径在空间上分为16组，每组包含16（垂直）× 5（水平）个孔径；图4展示了从源侧观察到的PG孔径示意图。每组内孔径的间距，水平方向为20 mm，垂直方向为22 mm。BES光学头支架的设计使垂直和水平光学头之间的间距分别为上述间距的两倍。换言之，安装在同一支架上的水平/垂直光学头可以对准并观测束流束的偶数行/列或奇数行/列。光学头通过观察窗、容器或加速器表面上的参考点，手动对准至孔径行/列轴线所在的标称

行/列孔径轴所在平面，使用观察窗、容器或加速器表面上的参考点

由 SPIDER 的三维 CAD 模型提取。图4显示了有效视线的位置及标识标签；视线以浅蓝色条表示。之所以这样选择，是因为决定用钼掩模封闭大部分栅极孔径，以限制来自离子源的气体通量[4]。图4中以红圈标出了仍然开放的 80 个孔径。所有垂直视线（TBx）均沿直线穿过各列束流束。编号为奇数的水平视线（如 NB1 或 SB3）沿直线穿过各行束流束，而编号为偶数的视线（如 NB2 或 SB2）只能观测相邻束流束的外侧。通过测量α 水平 BES 视线的数据，可以研究由嵌入萃取栅极中的永磁体所产生的交替垂直磁场引起的水平偏转；这些磁场旨在使从离子源共同萃取的电子偏转并撞击萃取栅极[25]。每一行孔径内的偏转方向相同，相邻行之间则方向相反。图4用蓝色箭头（从离子源方向看向左，即北向）或红色箭头（向右，即南向）标出了有效束流束的偏转模式。值得注意的是，按照这种布置，与开放孔径对齐的所有 NBx 视线（NB1、NB4、NB7、NB10）观测到的束流束均向左偏转，而与开放孔径对齐的 SBx 视线（SB3、SB6、SB9、SB12）观测到的束流束均向右偏转。因此，在上述所有视线中，观测到的束流束均朝向光学头偏转，故预计束流—视线夹角 α 小于 75°。对于水平视线（NB2、NB5、NB8、NB11、SB2、SB5、SB8 和 SB11），情况则相反：它们仅从侧面截取有效束流束；在这种情况下，预计偏转会使α增大。

为校正水平束流束偏转，在构成 SPIDER 栅极的各分段（图4）中实施了两种（加上一种）补偿方法[25,29]。在第1段、第3段和第4段中，补偿由嵌入 GG 的磁体提供，但由于制造商将 EG 中的磁体全部错误地以相反方向安装，该系统的性能受到影响。在第2段的下半部，补偿通过调整 GG 处的孔径位置偏移量来实现（电补偿）；最后，在第2段的上半部完全未实施补偿，以提供一个参考案例。下一节将通过 BES 结果对这些补偿方法进行初步比较。

由于活跃束流束的数量有限且彼此间距较大，因此可以详细研究水平偏差，不会有来自相邻行的束流束重叠在同一条视线中。否则，当偏转值达到数毫弧度时，这些束流束对应的全能量多普勒峰将无法区分，测得的 BES 光谱中只会出现一个较宽的峰，从而高估束流发散度。

除了水平方向的交替偏转外，由于等离子体粒子在 PG 附近发生漂移，所有束流束还可能在垂直方向上偏转。这种漂移由水平磁过滤场引起，该磁场由流经 PG 的电流产生；磁场的作用是降低 PG 附近电子的密度和速度[1,30]，从而减少共提取电子的数量。对这一现象的研究主要基于垂直 BES 视线的测量结果。

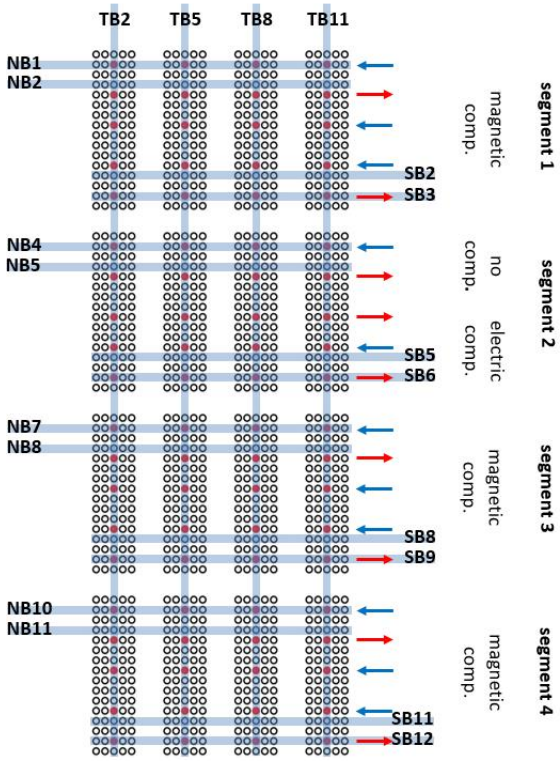


图4. 从离子源方向观察到的等离子体栅极孔示意图。红点表示钼掩模留下的开放栅极孔；BES 视线以浅蓝色标示。蓝色和红

IV. 首批结果

此处介绍的BES诊断结果属于首次束流引出实验，该实验于2019年使用氢气进行，且离子源中未蒸发铯。这里报告并讨论的最相关数据，是通过将引出电压在0.75 kV至3.5kV之间变化，并在20 kV、25kV和30kV的加速电压下获得

束流脉冲中，使用总射频功率为320kW在离子源中产生等离子体。鉴于有效束流束数量有限且提取的束流电流密度较低（约为 10 A/m²），为获得具有足够信噪比的光谱，光谱仪CCD 的曝光时间设为 4.7 s，并每 5 s 重复采集一次。

BES光谱的分析按照第 II 节所述方法进行。从定性的角度来看，与其他研究者所观察到的情况不同[23,24]，，在本文所考察的 SPIDER 实验条件下，全能量多普勒峰相较于高斯形状，其底部并未出现明显的展宽。在 SPIDER 的 BES光

定量的结果　　通过 BES 估算的每个参数所得结果分别呈现并讨论如下　　.

A. 束流方向测量

众所周知，PG 电流产生的磁过滤场会使负离子束流整体偏转，从而减少共引出电子的数量[31-33]。将 I_{PG} 从 1.0 kA 调至 3.5 kA 时，从 TB5（垂直）视线测得的 α 值显示，束流向下偏转了（7±2）毫弧度。图5展示了这一结果，其中

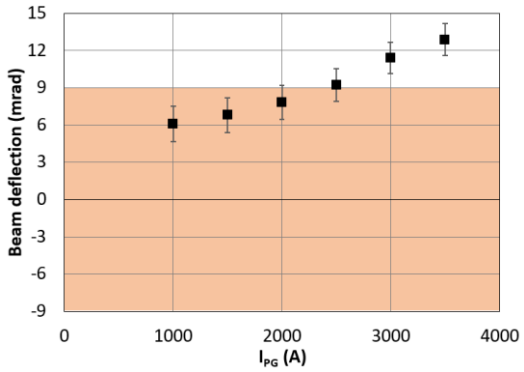


图5. 束流偏差 测量结果：垂直视线 TB5 上的测量值随等离子体栅极电流 I_{PG} 的变化。橙色条表示光学头支架手动对准可能引入的系统偏转的最大范围。

通过 BES 测量，还可以表征束流束水平偏转随引出电压、加速电压和偏转补偿模式的变化。图6展示了在加速电压为 20 kV（图 a）、25 kV（图 b）和 30 kV（图 c）时，束流束偏转量（实心符号）随引出电压的变化；该偏转量

根据首次收集的数据，可以对采用不同偏转补偿技术所产生的束流束方向进行粗略比较。在第2段的上半部分，在无偏转补偿的情况下，视线 NB5的强度足以提供可检测光谱；而对于第2段的下半部分，在采用电补偿的情况下，通

而采用磁补偿的情况与光学头支架的对准精度相符，因此瞄准补偿效果的潜在差异可能是由±9 毫弧度以内的偏移量造成的。

通过比较视线 SB2 和 SB3 的数据，可以足够准确地测量指向相反方向的束流束之间的相对偏转；测量位置为第1段底部（磁补偿区域）。它们的光学头确实安装在同一机械支架上，因此彼此之间的错位应较小。除 NB5 外，SB2 是

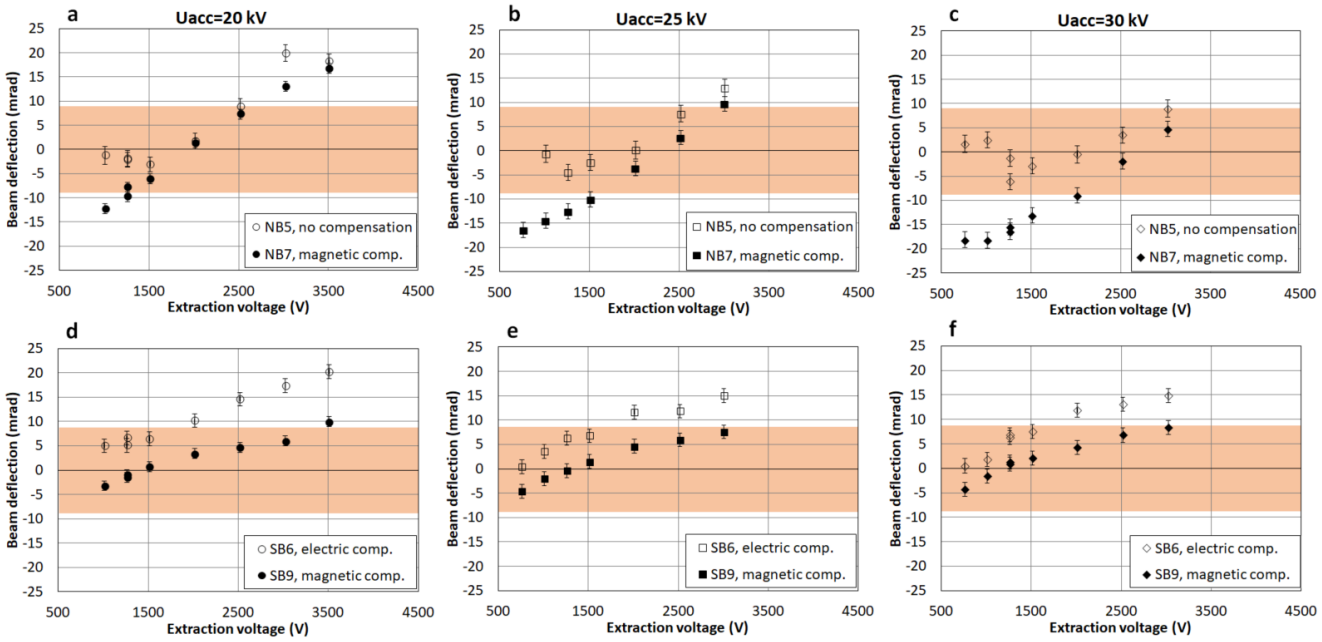


图6. 束流偏转 测量结果：视线 NB5（第2段—无偏转补偿）、NB7（第3段—磁补偿）、SB6（第3段—磁补偿）和 SB9（第

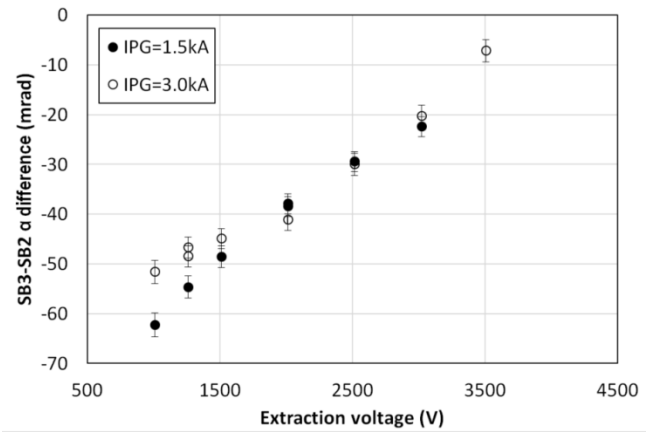


图7. LoS SB3和SB2中的α 值之差随引出电压的变化。数据采集时，U_{acc}电压为20 kV，I_{PG}取两个值：1.5 kA（实心符号）

B. 束流发散度测量

已知束流发散度主要取决于引出间隙的 perveance P[22]，，此处估算为

$$P = \frac{I_H + I_e\sqrt{m_e/m_H}}{U_{ex}^{3/2}}, \tag{4}$$

其中，I_H 为引出束流电流，I_e 为共引出电子电流，m_e 和 m_H 分别为电子和离子的质量，U_{ex}为引出电压。随后，根据 Child-Langmuir 定律，将 P 归一化至空间电荷限制值 P_0, 。为估算 P，假定 I_H 为加速间隙（EG-GG）电源的电流，并乘以 0.4 的修正系数。该系数是通过比较 SPIDER 上仪器化量热计[8],测得的束流电学测量值和量热测量值计算得出的，以便在估算中排除剥离电子和二次电子。I_e 和 U_{ex} 根据 PG-EG 间隙的电源估算。图 8 的 a、b 图分别显示了在 I_{PG}=1.5 kA 和 I_{PG}=3.0 kA、加速电压为 20 kV 时，束流发散度（以 e 倍衰减毫弧度表示）随归一化 perveance P/P_0, 的变化情况。通过将 U_{ex}从 0.75 kV 调至 2.5 kV（I_{PG}=1.5 kA），以及从 1.5 kV 调至 3.5 kV（I_{PG}=3.0 kA），改变 P/P_0 。图中显示了水平束流发散角（取 SB3、SB9 和 SB12 的磁偏转测量值的平均值进行估算）以及由 TB5 测得的垂直发散度。发散度的误差棒不可见，因为它们小于数据标记。由束流量热法[8], 证实的首项重要结果是，束流束呈水平拉长状，因为水平发散度大于垂直发散度。对于两个 I_{PG} 值，可达到的最小垂直束流发散度分别约为 20 毫弧度和 30 毫弧度；这些发散度与仪器化量热计的测量结果以及可见光成像

诊断系统[8,9]一致。如第二节所述，水平与垂直束流发散度之差超过 12 毫弧度，这完全归因于束流光学像差；像差由萃取栅极磁场引起，并且由于加速系统运行电压仅为目标电压（100 kV）的 1/5–1/3 而加剧。在 I_{PG}=1.5 kA 时，束流发散度在 P/P_0≈0.25 处达到最小；在 I_{PG}=3.0 kA 时，则在约 0.18 处达到最小。这一差异可能与 PG孔径前可用负离子的密度有关，进而与弯月面形状有关；增大磁过滤场电流也会降低 SPIDER 中的 H^- 密度[31-33]，进而降低引出电流（见下一节）。

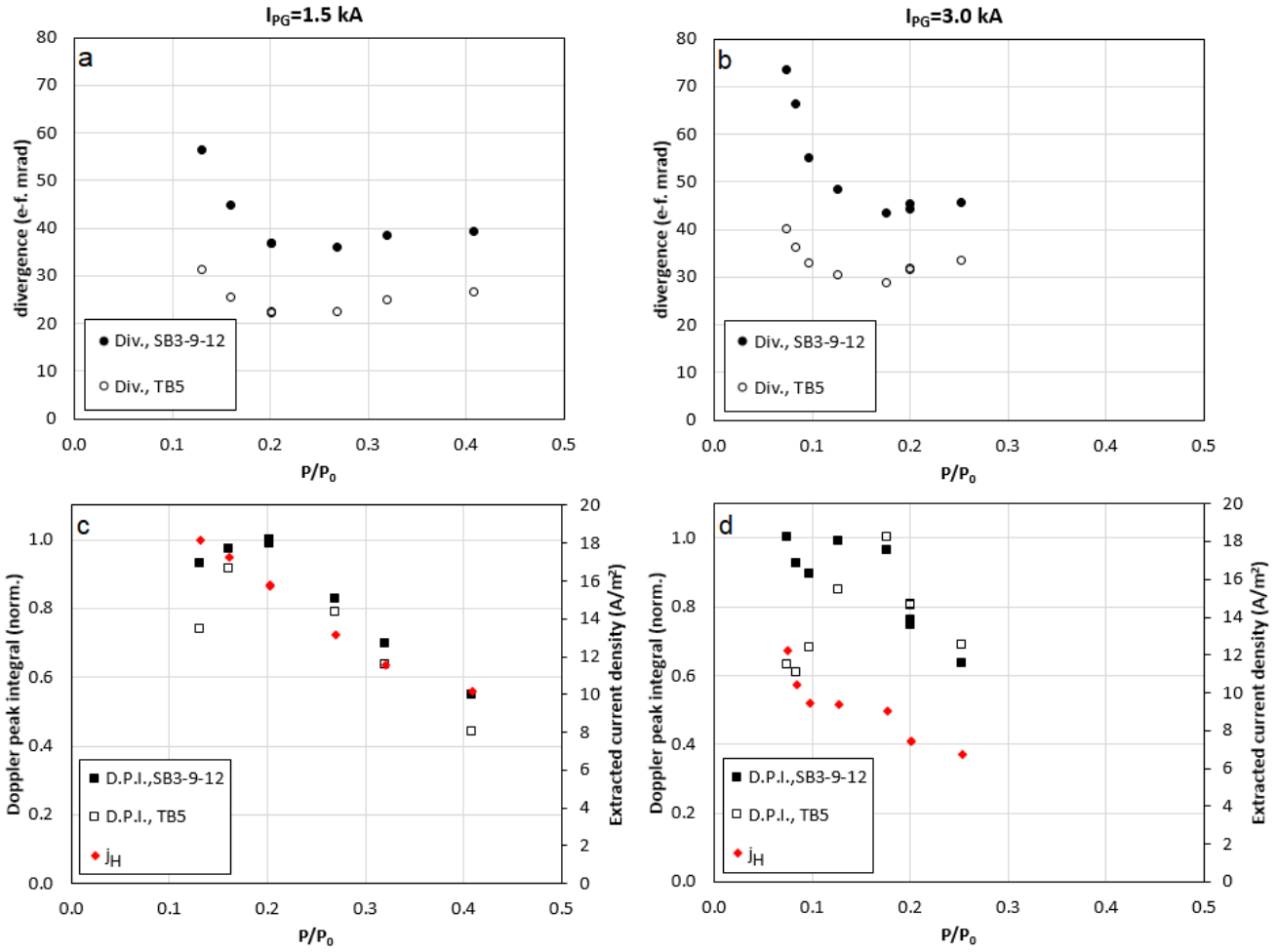


图 8。图 a：在萃取电压扫描过程中，水平束流发散角（按 SB3、SB9 和 SB12 的测量值取平均计算）和垂直束流发散度（根据

C. 束流强度测量

除了束流方向和发散度之外，BES光谱中全能量多普勒峰的强度还可提供有关束流强度和均匀性的信息。在目前的BES实验装置中，视线与束流束之间的对准经证实过于关键，无法比较不同视线之间的多普勒峰强度。在该装置中

全能量多普勒峰积分仍可为由离子源或加速系统参数变化引起的束流电流强度变化提供有用信息。例如，图 8 中的 c 和 d 图展示了全能量多普勒峰积分以及引出电流密度 j_H（I_H 除以栅极孔径面积），对应于上方 a 和 b 图中所示的

如图 8 中的 c 和 d 图所示，多普勒峰值积分测量总体上很好地遵循了引出电流密度的变化趋势。然而，尤其对于 TB5，在 P/P_0 较低时，j_H 与多普勒峰值积分的趋势是否一致尚未得到验证。如上所述，这可以通过束流束发散与

光强。值得注意的是，当束流发散度超过45毫弧度时，在两种 I_{PG} 情况下，一致性都会变差。然而，不能排除由U_{ex} plav的变化所引起的水平束流束偏转变化，在束流束与垂直视线之间的对准中发挥重要作用的可能性。

另一个有趣的现象是，尽管 P 与 I_H 成线性关系，进而与 j_H 成线性关系，但 j_H 会随着 P/P_0, 的增大而减小（引出电流随 U_{ex} 增大而增大，但 $U_{ex}^{3/2}$ 与 P 估算值之间的反比例关系占主导）。此外，当 I_{PG}=3.0 kA 时，j_H 不仅更低，而且

V. 结论

本文介绍了 SPIDER 中 BES诊断的最终实现方案。将诊断系统的视线分布与加速系统提供的 H^- 束流束的位置及物理属性进行了关联。SPIDER 将可用束流束数量从 1280 个减少至 80 个，这是降低离子源气体流导，从而使离子源

减小束流束各行的相反偏转对于限制整体束流发散度至关重要。最近，在IPP加兴的BUG测试设施中，对单个束流束以及具有相反偏转的多个束流束进行了BES测量比较。实验结果表明，由BES测得的整体束流发散度可能因所谓的

还可以表征在无 H^- Cs 生成状态及不同运行条件下，束流发散度如何依赖于归一化导流系数。束流发散度的绝对值在约 20 毫弧度的 e 倍折减处达到最小值；与 SPIDER 的 7 毫弧度目标相比，考虑到加速系统尚未优化的运行条件

多普勒峰积分的测量值与引出电流密度呈良好的正比关系，但束流发散度过大的情况除外。目前 BES 诊断系统的性能尚不足以可靠地给出全能量多普勒峰强度分布，而据此可以推导出有关束流均匀性的信息。未来可通过为束发射

数据可用性

支持本研究发现的数据可根据合理请求向通讯作者获取。

致谢

促成本出版物的研究工作部分由 Fusion for Energy 资助。本出版物仅反映作者的观点，F4E 不对其中所含信息可能被如何使用承担责任。本文所表达的观点和意见未必反映 ITER 组织的立场。

REFERENCES

1 R. S. Hemsworth, D. Boilson, P. Blatchford, M. Dalla Palma, G. Chitarin, H. P. L. de Esch,F.Geli, M. Dremel, J. Graceffa, D. Marcuzzi 等,New J. Phys. 19 025005 (2017). 2 P.Sonato, P.Agostinetti,G.Anaclerio, V.Antoni, O.Barana, M.Bigi, M.Boldrin, M.Cavenago, S.Dal Bello,M. Dalla Palma 等,Fus. Eng. Des. 84 269–274, (2009). 3 G.Serianni, V.Toigo, M.Bigi, M.Boldrin, G.Chitarin, S.Dal Bello, L.Grando, A.Luchetta, D.Marcuzzi,R.Pasqualotto 等, Fus.Eng. Des. 146 2539–2546 (2019). 4 G.Serianni, V.Toigo, M.Bigi, M.Boldrin, G.Chitarin, S.Dal Bello, L.Grando, A.Luchetta, D.Marcuzzi, R.Pasqualotto 等, Rev. Sci.Instrum. 91, 023510 (2020). 5V.Toigo, S. Dal Bello, M. Bigi, M.Boldrin, G. Chitarin, L. Grando, A. Luchetta, D. Marcuzzi, R. Pasqualotto, N. Pomaro 等,Nucl. Fusion59 086058 (2019). 6 V. Toigo, R. Piovan, S.Dal Bello, E. Gaio, A. Luchetta, R. Pasqualotto, P. Zaccaria, M. Bigi, G. Chitarin, D. Marcuzzi 等,New J. Phys. 19085004 (2017). 7 R. Pasqualotto, M. Agostini, M. Barbisan, M.Brombin, R. Cavazzana, G. Croci, M. Dalla Palma, R.S.Delogu, M. De Muri, A. Muraro 等, J. I nstrum. 12 C10009 (2017). 8 A. Pimazzoni, M. Brombin, G. Canocchi, R. S. Delogu, D.Fasolo, L. Franchin, B. Laterza, R.Pasqualotto, G. Serianni 等, Rev. Sci.Instrum. 91,033301 (2020). 9 M. Ugoletti, M. Agostini, M. Brombin, F. Molon, R. Pasqualotto,G. Serianni,Fus. Eng. Des. 169, 112667 (2021). 10 B. Zaniol, R. Pasqualotto 和M.Barbisan, Rev. Sci. Instrum.83, 043117 (2012). 11 B. Zaniol, J.Quant.Spectrosc. Radiat. Transf. 112,513–518(2011). 12 G. Bracco, C.Breton, C. de Michelis, M. Mattioli, 和J. Ramette, J. Opt. Soc. Am. 71, 1318-1326 (1981). 13 J.F.Bonnal, G. Bracco, C. Breton, C.de Michelis, J. Druaux, M. Mattioli, R. Oberson 和 J.Ramette, J. Phys. D: Appl. Phys. 15, 805 (1982). 14 A. Hurlbatt, F.Bonomo, A. Pimazzoni, P. Veltri, M. Agostini, M.Barbisan,M.Brombin, R. Delogu, U. Fa ntz, B. Heinemann, N.den Harder, G. Orozco, C.Poggi, L. Schiesko, G. Serianni, M. Ugoletti, 和 C. Wimmer,AIP Advances 11, 025330 (2021). 15 I. Mario, F. Bonomo, D. Wünderlich, U. Fantz 和 R. Nocentini, Nucl. Fusion 60, 066025 (2020). 16 A.J. Deka, P. Bharathi, M. Bandyopadhay, M.J. Singh, A.K. Chakraborty, Fus. Eng. Des. 161, 112005 (2020).

[17] K. Tsumori、K. Ikeda、H. Nakano、M. Kisaki、Y. Haba、K. Nagaoka、I. Mario、S.Kamio、Y. Fujiwara 和 M. Osakabe，NIFSNBI的最新研究现状 （NIFS-PROC--111）。Hu Liqun、MoritaShigeru、OhYeong-Kook（编）。日本（2018）。[18] E.Speth、H.D. Falter、P. Franzen、U. Fantz、M. Bandyopadhyay、S.Christ、A. Encheva、M. Fröschle、D. Holtum、

B.

Heinemann等，《核聚变 46 S220》核聚变 46 S220–S238（2006 年）。[19] Y. Takeiri、M. Osakabe、Y. Oka、K.Tsumori、O. Kaneko、T.Takanashi、E. Asano、T. Kawamoto、R. Akiyama，以及

d

T. Kuroda, Rev. Sci. Instrum. 68, 2012 (1997).[20] M. Kuriyama, N. Akino, N. Ebisawa, L. Grisham, A. Honda, T. Itoh, M. Kawai, M. Kazawa, K. Mogaki, Y. Oha

ra

等，Fusion Sci. Technol.1536-1055 42, 410 (2002)。[21] M. Pavei, S. Dal Bello, G. Gambetta, A. Maistrello, D. Marcuzzi, A. Pimazzoni, E. Sartori, G. Serianni, F. DegliAgostini, L.Franchin, M.Tollin, Fus. Eng. Des. 161, 112036 (2020)。[22] A. T. Forrester，《大型束流：产生与传播基础》（Wiley-Interscience，1988）。[23] F. Bonomo, B.Ruf, M. Barbisan, S. Cristofaro, L. Schiesko, U. Fantz, P. Franzen, R. Pasqualotto, R. Riedl, G. Serianni, D. Wünderlich，以及NNBI 团队，AIP Conf. Proc. 1655, 060009 (2015)。[24] M. Barbisan, F.Bonomo, U. Fantz 和 D Wünderlich，Plasma Phys. Control. Fusion 59 055017 (2017)。[25] P. Agostinetti, V. Antoni, M. Cavenago, G. Chitarin, N. Marconato, D.Marcuzzi, N. Pilan, G. Serianni, P. Sonat

o,

P. Veltri 和 P. Zaccaria，Nucl. Fusion 51 063004 (2011)。[26] M. Barbisan、B. Zaniol 和 R. Pasqualotto，Rev. Sci. Instrum. **85**，11E430 (2014)。[27] B. Zaniol、M. Barbisan、D. Bruno、R. Pasqualotto、C. Taliercio 和 M. Ugoletti，Rev. Sci. Instrum. 91, 013103(2020)。[28] A. Luchetta、G. Manduchi、C. Taliercio、A. Soppelsa、A. Barbalace、F. Paolucci、F. Sartori、P. Barbato、M. Breda、R. Capobianco 等，Fus. Eng. Des 97, issue 12, p.1933 (2012)。[29] G. Serianni、P. Agostinetti、V. Antoni、C. Baltador、M. Cavenago、G. Chitarin、N. Marconato、R. Pasqualotto、E. Sartori、V. Toigo 和 P. Veltri，Rev. Sci. Instrum. 87, 02B927 (2016)。[30] N. Marconato、M. Brombin、M. Pavei、M. Tollin、L. Baseggio、M. Fincato、L. Franchin、A. Maistrello、G. Seriann

i,

聚变工程与设计 166, 112281 (2021)。[31] U. Fantz、P. Franzen、B. Heinemann 和 D. Wünderlich，科学仪器评论 85, 02B305 (2014)。[32] P. Franzen、P. Franzen、U. Fantz 和 NNBI 团队，AIP 会议论文集 1390, 310 (2011)。

[33] U. Fantz、P. Franzen、W. Kraus、D. Wünderlich、R. Gutser、M. Berger 和 NNBI 团队，AIP 会议论文集 1097, 265 (2009)。[34] M. Barbisan、R. Pasqualotto、R. Agnello、M. Pilieci、G. Serianni、C. Taliercio、V. Cervaro、F. Rossetto 和 A. Tiso，科学仪器评论 92, 053507 (2021)。[35] C. F. Barnett，ORNL 红皮书（ORNL-6086，1990），第 1 卷。[36] J. Geddes、J. Hill 和 H. B. Gilbody，物理学杂志 B：原子与分子物理 14 4837 (1981)。[37] M. Barbisan、B. Zaniol、M. Cavenago 和 R. Pasqualotto，科学仪器评论 85, 02A708 (2014)。[38] M. Barbisan，博士论文，帕多瓦大学（2015）。