用于绝对电流密度测定的偏转束流法

R.H. Mattish，[a] T.J. Burke、P.R. Johnson、C.E. Sosolik，[b] 和 J.P. Marler[c]美国南卡罗来纳州克莱姆森市克莱姆森大学物理与天文学系，邮编 *29634*

（日期：2023年3月3日）

我们介绍了一种适用范围广的原位方法，利用静电偏转器和法拉第杯对离子束进行分布测量。通过对测得的电流分布进行探测器几何结构反卷积，可获得空间分辨的绝对电流密度分布。我们采用低密度、高电荷态离子束（具体为 Ne^{8+}）展示了该方法的有效性。文中介绍了实验设计的细节，并提供了 GitHub 上去卷积程序的链接。

arXiv:2303.00921v1 [physics.atom-ph] 2 Mar 2023

I. 引言

测定离子束的总通量对许多应用至关重要；有多种方法可供选择，其中最简单的方法或许是将整个离子束聚焦到法拉第杯中并测量总电流。然而，对于许多研究而言，除了总通量之外，测定离子束空间分辨的绝对电流密度分布也很重要。对于仅有部分离子束与交叉射流靶重叠的研究，或是表面离子辐照实验（其中相互作用效应需进行空间分辨），这一点尤为重要。例如，要测定离子与中性气体之间的绝对电荷交换反应速率，不仅需要知道中性气体密度，还需要知道离子束的电流密度。虽然已有若干技术可用于测定特定离子的空间分辨电流密度，包括表面损伤分布[1,2]，红外成像[3] 和荧光屏[4]，但我们在此介绍一种适用范围广的原位方法。该方法适用于通量和能量范围各异的离子束，具有良好的稳健性，甚至可在受限的真空条件下实施，从而消除其他方法的部分限制。

例如，可以通过观察表面损伤分布的方法获得电流密度的相对空间分布。然而，这需要对样品进行实物检查，因此要么需要将样品从真空中取出以进行检查或制备，要么需要使用真空内显微镜和制备台。另一方面，表面红外成像需要离子束具有足够的能量（通常为几十到几百 keV），才能使表面产生可测量的温升。[5] 荧光屏还需要额外配备真空外传感器（例如 CCD相机），并且必须与观察窗保持视线连通。此外，闪烁屏本身仅适用于高强度离子束。对于低强度离子束，则需要加装微通道板。[6]

我们在此介绍的方法可在真空中快速测定绝对电流密度，适用于低能和高能离子束，且无需标准离子束设备（即静电偏转器和法拉第杯）以外的额外硬件。该方法与参考文献 7 的工作类似，其中法拉第杯被安装在兼容真空环境的平移台上。除了平移台本身的成本和空间需求外，采集单个空间分布的数据约需 2 小时，因此容易受到束流漂移引起的误差影响，也限制了其用于快速检查空间分布的实用性。通过静电偏转使束流扫过固定的法拉第杯，我们预计可在 10 分钟内获得这些数据。空间分布的分辨率仍受法拉第杯尺寸限制。本文展示了如何通过对法拉第杯几何形状所产生的积分电流信号进行反卷积来解决这一问题。

在第二节中，我们概述该方法，并详细介绍用于束流栅格扫描和执行测量的实验组件。我们还概述了用于从测量结果中去除探测器尺寸物理特性的反卷积过程所依据的理论。在第三节中，我们使用两种不同的探测器几何结构展示该方法，并给出阴极-阳极对准前后的空间分辨离子束电流密度分布，以说明一种潜在的应用场景。为使该方法适用于不同通量的束流，反卷积时必须仔细考虑噪声底。

II. 方法

偏转束流法仅需在一组 x-y 偏转器（图2）下游安装一个固定的法拉第杯（图1）。测量时，使用计算机控制电源扫描 x-y 偏转器电压，使束流在杯面上进行栅格扫描，同时由电流表记录杯中的电流信号。由此得到的二维积分电流图可转换为二维位置相关的电流分布（第二节B），随后通过反卷积去除探测器几何结构的影响，从而获得束流的绝对电流密度分布（第二节C）。

A. 法拉第杯设计

此处使用的法拉第杯（如图 1 所示）由无氧高导铜制成，内径为 6.35 mm。法拉第杯置于一个接地的不锈钢杯内，以屏蔽杂散带电粒子对信号的干扰。一个电气隔离的不锈钢板厚 3.81 mm，带有一个圆形

a)rickmattish@gmail.com
b)sosolik@克莱姆森.edu
c)jmarler@克莱姆森.edu

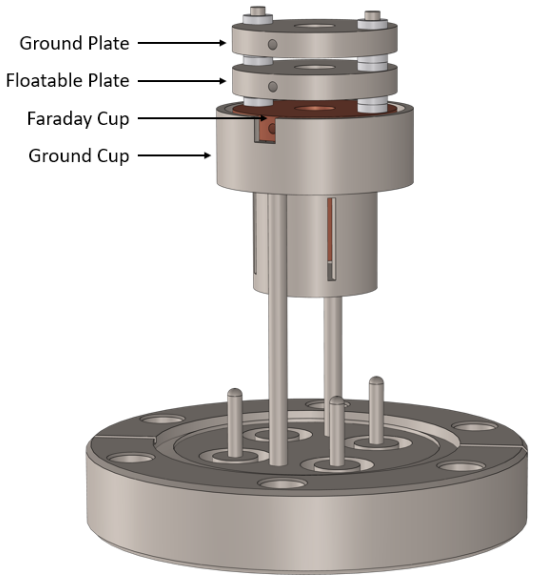


图1. 法拉第杯组件模型。法拉第杯安装在一个 2.75 英寸的 ConFlat法兰上。从下到上，该组件由接地杯、铜制法拉第杯、浮置板和接地板组成。法拉第杯还由一层接地金属丝网（图中未示出）屏蔽，该金属丝网环绕整个组件。

孔径，直径为 6.35 mm，位于法拉第杯前方 2.54 mm 处。该板具有双重用途。在电流测量中，施加负电压以抑制电子。测量前，可将该板用作阻滞场分析器，以确定离子束能量；这对于校准离子束的空间偏转是必需的。

另一块不锈钢板厚 3.81 mm，带有一个直径为 6.35 mm 的圆形孔径，安装在电隔离板前方 2.54 mm 处。这块面板接地，以限制浮置板产生的电场。面板上的孔也决定了探测区域的大小。因此，使用同一个铜杯即可低成本地改变探测器的“尺寸”。此外，我们还制作了第二块面板，除孔径直径为 1.00 mm 外，其余均与第一块相同。

整个组件的侧面都由金属丝网包围，以进一步屏蔽杂散电子（例如，离子撞击真空腔室壁时产生的二次发射所导致的电子）或非垂直入射离子。使用 MACOR[8] 顶帽式绝缘件提供电隔离。

B. 离子束栅格扫描

使用 Keithley 2000万用表（通过串行接口连接到计算机）与飞安计配合，测量收集在法拉第杯中的离子束电流。通过计算机控制电源设置 x、y偏转器的电压。随后使用定制的 Python脚本改变并记录 x、y偏转器电压并记录收集在法拉第杯中的离子束电流。虽然具体采集时间会因用于栅格扫描的硬件、栅格扫描区域尺寸和步长而异，但我们预计，像本文所示的这类轮廓图可以在约 10 分钟内获得。

离子束的空间偏转是根据离子的轴向速度、偏转器电势产生的径向加速度，以及偏转器的已知几何形状和偏转器与法拉第杯之间的距离计算得出的。本文采用以下方向标记：束流传播轴（z），以及径向的水平（x）和垂直（y）分量。离子的轴向速度 v_z由用于加速离子的离子源电势 V_s决定，其表达式为：

$$v_z = \sqrt{\frac{2qV_s}{m}} \tag{1}$$

其中，q 和 m分别为离子种类的电荷和质量。若V_s 未知，可使用阻滞场分析器进行测量。采用平行板近似，偏转器产生的径向加速度为：

$$a = \frac{q}{m}\frac{\Delta V_d}{d} \tag{2}$$

其中，ΔV_d 和d 分别为平行偏转板的电势差和间距。利用这些参数求解运动学方程，可得出一个公式，用于将施加的偏转器电压转换为探测器位置处的偏转距离，该公式与电荷和质量无关：

$$\Delta y = \frac{\Delta V_d}{2dV_s}\left(\frac{\Delta z_1^2}{2} + \Delta z_1 \Delta z_2\right) \tag{3}$$

其中，Δy 是偏转器引起的束流中心离轴偏转量，Δz_1 是极板间均匀电场区域的路径长度（即沿传播轴方向的偏转板长度），Δz_2 是偏转器与法拉第杯之间无场区域的长度。

图 2 展示了用于离子束栅格扫描的离子光学系统CAD模型。偏转板沿轴向的边长 Δz_1, 为 2.54 cm，偏转板之间的间距d 为 3.81 cm。最后一对偏转器与法拉第杯之间的无场区域长度 Δz_2, 为 48 cm。本文所述测量中，用于加速离子的源电势V_s为 4000 V。对于 Ne^{8+}，这对应的离子束能量为$q \cdot V_s = 32\,\text{keV}$。为了说明上述装置产生的偏转量，在一对偏转板两端施加 50 V 电势差（以 ± 25 V 的形式施加），可在法拉第杯处产生 2 mm 的离轴偏转。

C. 反卷积过程

为了获得离子束的绝对电流密度分布，我们必须首先将其与探测器的几何形状

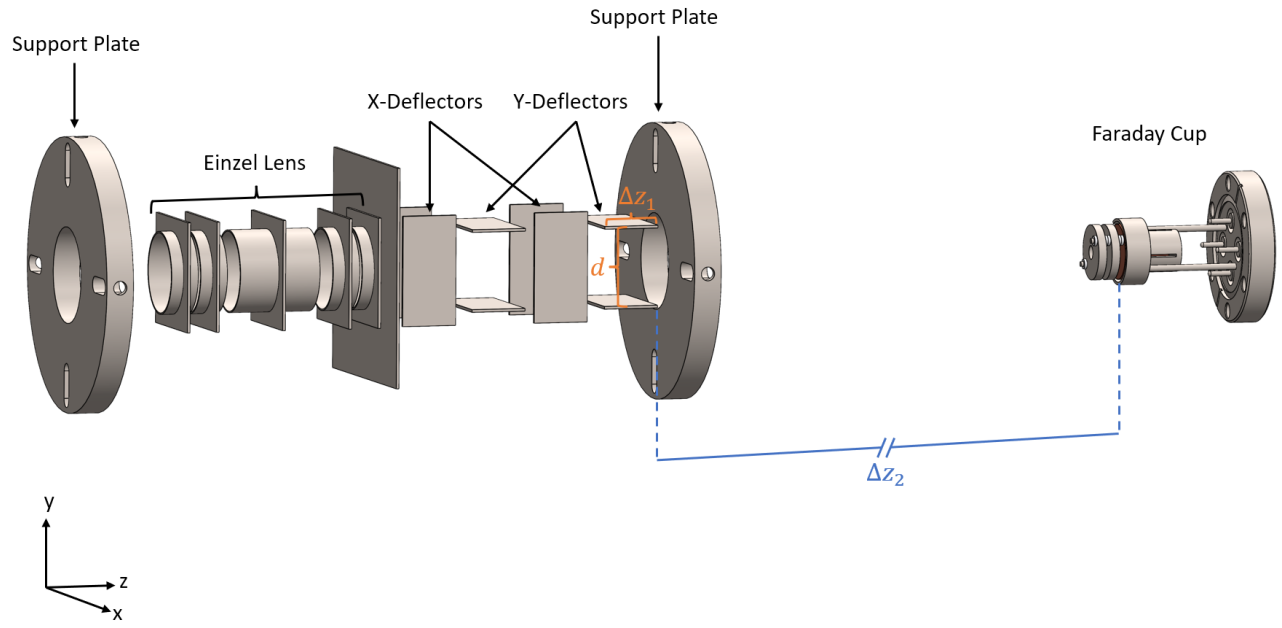


图2. 用于离子束表征的真空内实验装置模型。从左至右：支撑板、单透镜、两对x、y偏转器、支撑板、法拉第杯。

去卷积。这里我们采用 Sosolik等人[7]的方法，该方法在参考文献9的附录A中有详细讨论。下面简要概述这一方法。

测得的积分电流分布，$i(\mathbf{r})$，是电流密度分布，$j(\mathbf{r})$与面板孔径的探测器函数$d(\mathbf{r})$的卷积。其数学表达式为：

$$i(\mathbf{r}) = \int d(\mathbf{r}-\mathbf{r}')j(\mathbf{r}')d\mathbf{r}'. \tag{4}$$

根据卷积定理[10,11]，，我们可以对方程4进行傅里叶变换，将积分简化为简单的矩阵乘法：

$$I(\mathbf{k}) = D(\mathbf{k})J(\mathbf{k}) \tag{5}$$

其中，$I(\mathbf{k})$、$D(\mathbf{k})$和$J(\mathbf{k})$分别是$i(\mathbf{r})$、$d(\mathbf{r})$和$j(\mathbf{r})$的傅里叶变换。

要获得$I(\mathbf{k})$，只需对以矩阵形式排列的$i(\mathbf{r})$数据进行离散傅里叶变换。对于半径为R_0, 的圆孔径探测器，$d(\mathbf{r})$可表示为：

$$d(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1 & \text{if } r \le R_0 \\ 0 & \text{if } r > R_0 \end{cases} \tag{6}$$

对方程6进行傅里叶变换，可得：

$$D(\mathbf{k}) = \frac{2\pi R_0}{k} J_1(kR_0) \tag{7}$$

其中 J_1 是第一类贝塞尔函数，$k = |\mathbf{k}|$。

在获得了 $I(\mathbf{k})$ 和 $D(\mathbf{k})$ 后，直接通过相除利用公式 5 求解 $J(\mathbf{k})$ 似乎很方便。除了 $D(\mathbf{k})$ 可能包含零点这一问题外，这种方法还未考虑信号中的噪声；如果不加以处理，噪声会在 $D(\mathbf{k})$ 较小时被放大。相反，公式 5 可改写为：

$$J(\mathbf{k}) = \frac{I(\mathbf{k})D(\mathbf{k})^*}{|D(\mathbf{k})|^2 + \eta(\mathbf{k})} \tag{8}$$

其中，$\eta(\mathbf{k})$ 定义为经傅里叶变换后的噪声与电流密度功率比：

$$\eta(\mathbf{k}) \equiv \frac{|N(\mathbf{k})|^2}{|J(\mathbf{k})|^2} \tag{9}$$

若没有噪声，$\eta(\mathbf{k}) = 0$，公式8便简化为公式5。对公式8进行逆离散傅里叶变换，可得到绝对电流密度 $j(\mathbf{r})$ 的估计值。

该反卷积过程是算法性的，除了确定 $\eta(\mathbf{k})$ 之外；这项工作必须针对每个实验系统进行。根据定义，$\eta(\mathbf{k})$ 无法先验确定，因为它取决于 $J(\mathbf{k})$。然而在实践中，可以根据电流信号傅里叶变换后的方位角平均功率谱 $\langle|I(\mathbf{k})|^2\rangle$ 对其进行相当准确的估算。关于如何估算 $\eta(\mathbf{k})$ 的更多详情见第 IIIB 节。

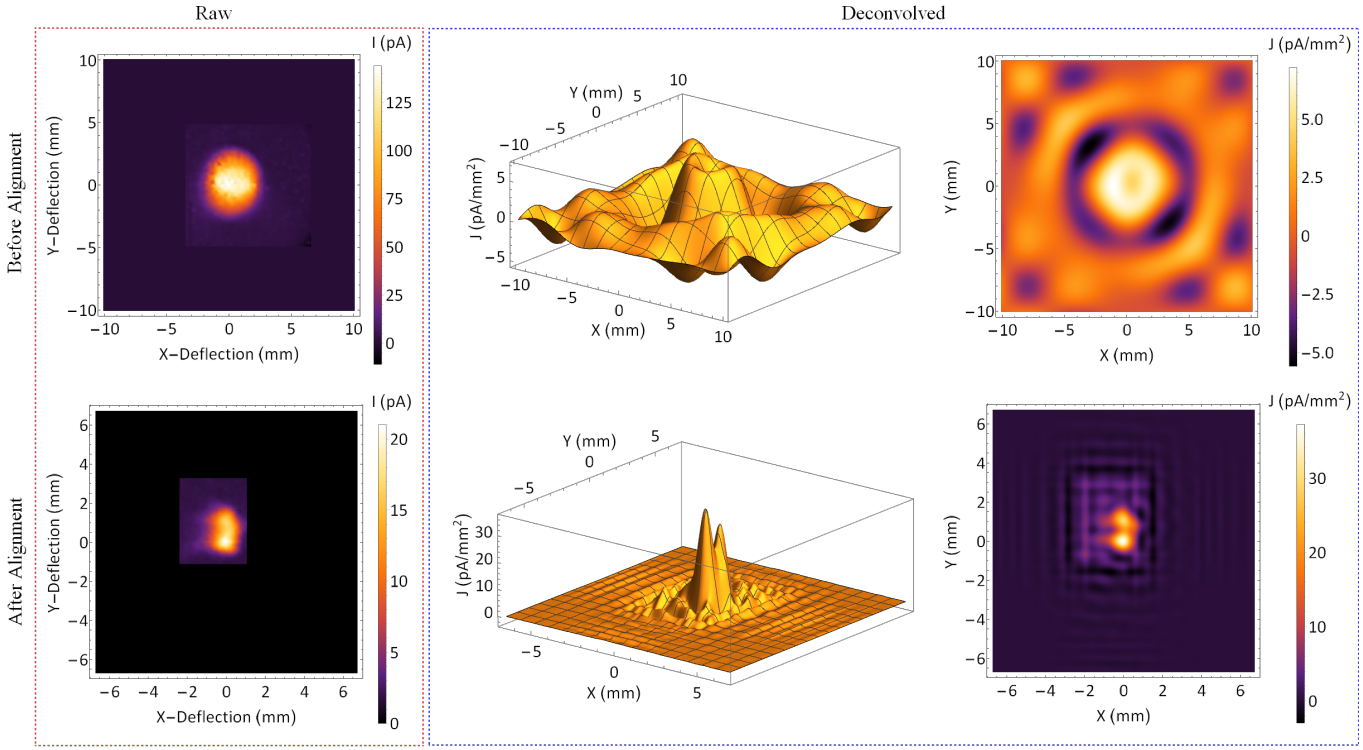


图 3. 离子束阴极-阳极对准前（上排）和对准后（下排）的反卷积前后对比图。左侧框中显示原始电流测量值随离子束偏转的变化。右侧框中以 3D 和 2D 图的形式显示反卷积得到的绝对电流密度测量值随空间位置的变化。

III. 结果

A. 电流密度

为演示此方法，使用克莱姆森大学电子束离子阱（CUEBIT）产生高电荷态离子（HCIs）[12]。电荷态筛选离子被引出，并通过一个单透镜和两组 x 和 y 静电偏转器（如图 2 所示）。每个方向上仅使用位置最近的一对偏转器，使束流在法拉第杯上进行栅格扫描。

Δz_2 对于 x、y偏转器而言并不相同，因此在施加相同偏转器电压时，两个方向上的偏转量略有差异。然而，傅里叶变换要求数据点均匀间隔。我们认为，满足这一条件最简单的方法是将数据插值到均匀间隔网格上。另一种方法是设计偏转器，使其与法拉第杯的距离相等。

此处使用大孔径（6.35 mm）孔径面板将束流聚焦在法拉第杯中，测得由 Ne^{8+} 离子组成的束流总电流约为 140 pA。随后，利用静电偏转器使束流横扫法拉第杯，并对测量电流数据进行反卷积。在 CUEBIT离子源中对阴极相对于阳极进行了对准，然后使用小孔径（1 mm）面板和强度更高的束流重复实验，以观察对准对束流的影响几何结构。

结果如图3所示。对准前测得的束流轮廓最大电流密度为 7.18 ± 0.16 pA/mm^2，呈环形。对准后测得的束流轮廓最大电流密度为 37.2 ± 2.5 pA/mm^2，呈双峰结构。

值得注意的是，反卷积后的电流密度图中出现了一些原始数据中没有的圆形波纹。这些球面波是反卷积过程造成的伪影，源于圆孔径探测器在傅里叶空间中的探测器函数（公式 7）。为完整起见，我们保留了这些波纹；但在实际应用中，可以通过清理$i(\mathbf{r})$数据矩阵来抑制它们。具体做法是乘以一个函数：在有信号的区域取值为 1，在只有背景噪声的区域取值为 0，并在这两个值之间实现陡峭但连续的过渡。

束流几何形状从准圆形束流变为双模束流，反映了CUEBIT离子源动力学的变化。两次测量之间进行的阴极-阳极对准应当改变了离子源区域中的电子束空间电荷。这展示了该方法的一项有用应用：它能够用于研究离子阱物理。

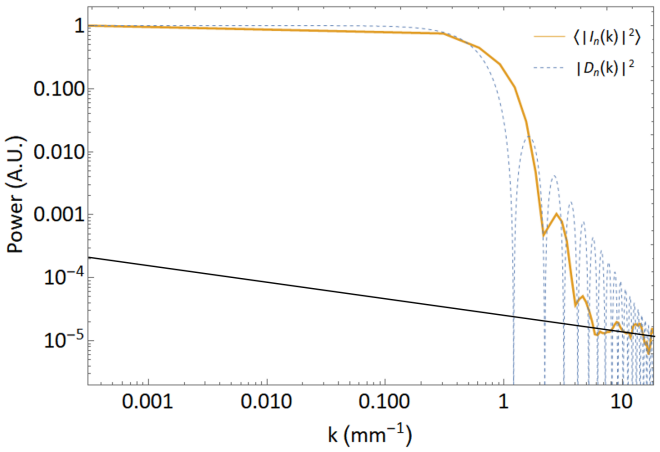


图4。将$I(\mathbf{k})$的方位角平均归一化功率谱绘制为橙色实线，并在其后绘制$D(\mathbf{k})$的归一化功率谱作为参考，以蓝色虚线表示。黑线给出了噪声的粗略估计。

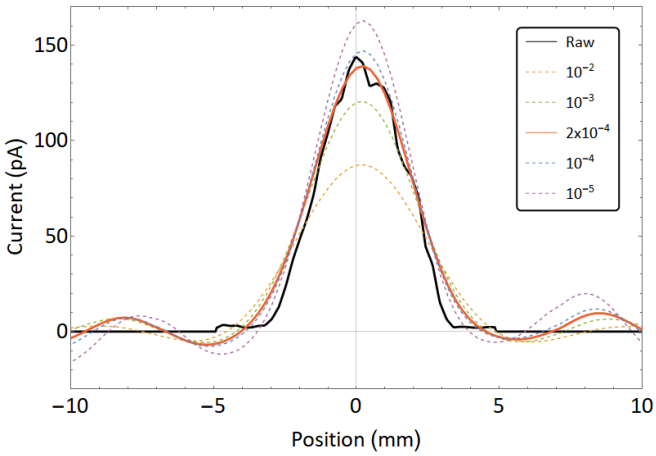


图5. 将原始电流测量值（实心黑色）与使用我们对 $\eta(0)$的估计值获得的电流（实心红橙色）进行比较，同时列出使用$\eta(0)$其他不同取值所获得的电流。

B. 确定 $\eta(\mathbf{k})$

如第二节C部分所述，要使用公式8，必须获得 $\eta(\mathbf{k})$作为输入。在此，我们介绍一种可用于估算 $\eta(\mathbf{k})$的方法。

在此估算中，假设噪声与信号强度无关；这是合理的假设，因为万用表通常会产生加性噪声。测得的（含噪）信号可写为：

$$I(\mathbf{k}) = D(\mathbf{k})J(\mathbf{k}) + N(\mathbf{k}) \tag{10}$$

此外，假设$N(\mathbf{k})$为常数，且与$\mathbf{k}$无关。在此假设下， $\eta(\mathbf{k})$对$\mathbf{k}$的依赖仅来自$J(\mathbf{k})$。通过在公式8中使用常数 $\eta = 0.01$，得到$J(\mathbf{k})$的估计值。随后利用所得矩阵计算归一化电流密度功率谱，并用下标 n 表示为 $|J_n(\mathbf{k})|^2$。对其进行归一化，使得 $|J_n(0)|^2 = 1$。由此估算出 $\eta(\mathbf{k})$对$\mathbf{k}$的依赖关系，而不考虑 η的大小。

根据公式10，当$D(\mathbf{k})$较大时（即$D(\mathbf{k}) \simeq 1$），在较小$\mathbf{k}$值处会出现$I(\mathbf{k}) \approx J(\mathbf{k})$。同样，当$D(\mathbf{k})$较小时（即$D(\mathbf{k}) \simeq 0$），在较大$\mathbf{k}$值处会出现$I(\mathbf{k}) \approx N(\mathbf{k})$。总之，在较小$\mathbf{k}$ 值处信号占主导，而在较大$\mathbf{k}$ 值处噪声占主导。因此，可以通过观察$I(\mathbf{k})$的功率谱，对 $\eta(\mathbf{k})$的幅值进行合理估计。

使用较大孔径面板得到的电流分布的方位角平均归一化功率谱， $\langle |I_n(\mathbf{k})|^2 \rangle$，绘于图4中，并同时绘出了探测器函数的归一化功率谱， $|D_n(\mathbf{k})|^2$，以供参考。这两个功率谱均在$\mathbf{k} = 0$处归一化。黑色直线表示对功率谱中被认为主要由噪声构成的部分进行的粗略幂律拟合。这样，噪声水平便被外推回 $\mathbf{k} = 0$，并据此估算了噪声信号功率比。该幅值估计值 $\eta(0)$可与$\mathbf{k}$依赖关系的估计值 $|J_n(\mathbf{k})|^2$结合，以获得 $\eta(\mathbf{k})$的估计值：

$$\eta(\mathbf{k}) \approx \frac{\eta(0)}{|J_n(\mathbf{k})|^2} \tag{11}$$

对于图4所示的功率谱，在$\mathbf{k} = 0$ 处的噪声信号功率比幅值估计为 $\eta(0) = 2 \times 10^{-4}$。利用该幅值得到 $\eta(\mathbf{k})$的估计值，再根据公式11求解$J(\mathbf{k})$，并进行傅里叶逆变换，从而得到图3所示的$j(\mathbf{r})$。

为检验这一估计的准确性，我们使用方程4以及针对 $\eta(0)$一系列取值获得的电流密度矩阵，重新计算了预期的积分电流，并将这些预期的电流分布与测量电流数据进行了比较。所得电流分布与原始测量电流分布一同绘于图5中。我们对 $\eta(0)$的估计 $= 2 \times 10^{-4}$得出了最接近的匹配结果。

IV. 结论

我们介绍了一种原位方法，利用低成本的标准组件（即法拉第杯和静电偏转器）获取离子束的空间分辨绝对电流密度分布。该方法适用于广泛的能量范围，并可在受限的真空环境中实施。我们使用 CUEBIT 产生的离子束，通过两种不同的探测器几何结构（直径分别为 6.35 mm 和 1.00 mm 的圆形孔径）展示了该方法的应用。结果显示了束流中此前未知的结构，并揭示了阴极与阳极的对准情况对提取出的束流轮廓的影响。

使用静电偏转器意味着，与双轴平移台相比，该装置成本更低，也更易于安装。此外，静电偏转器易于实现计算机控制，可加快光栅扫描的速度，从而将采集时间缩短一个数量级。我们已将反卷积过程转化为计算机算法，Python脚本可在 GitHub 上下载和使用[13]。使用说明和示例输入文件也可在同一 GitHub 代码库中获取。

致谢

作者谨此感谢物理与天文仪器加工车间为用于离子束电流测量的法拉第杯加工零件。本研究部分由美国国家航空航天局资助（项目编号：APRA-80NSSC19K0679）以及美国国家科学基金会资助（项目编号：1815932）。

数据可用性

本研究结果所依据的数据可在提出合理请求后向通讯作者索取。

[1]G. B. Assayag、C. Vieu、J. Gierak、P. Sudraud 和 A. Corbin，“基于聚焦镓离子束在砷化镓中注入造成的损伤分布的一种新的离子电流密度分布表征方法”，《真空科学与技术B：微电子与纳米结构加工、测量及现象》第**11**卷，2420–2426页（1993）。[2]J. B. Wang 和 Y. L. Wang，“测量聚焦镓离子束绝对电流密度分布的一种新方法”，《应用物理快报》**69**，2764–2766页（1996）。[3]H. A. Davis、R. R. Bartsch、J. C. Olson、D. J. Rej 和 W. J. Waganaar，“利用红外成像对强离子束进行优化和表征”，《应用物理学杂志》**82**，3223–3231页（1997）。[4]D. Corr 和 D. C. Jacobs，“一种用于成像二维速度分布的离子探测器”，《科学仪器评论》**63**，1969–1972页（1992）。[5]X. Yu、J. Shen、M. Qu、W. Liu、H. Zhong、J. Zhang、Y. Zhang、S. Yan、G. Zhang、X. Zhang 等，“强脉冲离子束和电子束红外成像诊断的表征与分析”，《真空》**113**，36–42页（2015）。[6]J. Pitters、M. Breitenfeldt、S. D. Pinto、H. Pahl、A. Pikin、A. Shornikov 和 F. Wenander，“电子束离子源产生的离子束的胡椒罐法发射度测量”，《核仪器与方法物理研究A辑：加速器、能谱仪、探测器及相关设备》**922**，28–35页（2019）。[7]C. E. Sosolik、A. C. Lavery、E. B. Dahl 和 B. H. Cooper，“利用法拉第杯精确测量离子束电流密度的技术”，《科学仪器评论》**71**，3326–3330页（2000）。[8]MACOR 是康宁公司（美国纽约州科宁市14831）的注册商标。[9]E. B. Dahl，《多态电荷转移动力学与超热及低能碱金属离子的俘获》（康奈尔大学，1998）。[10]G. B. Arfken 和 H. J. Weber，《物理学家的数学方法》，第5版（学术出版社，2001），第924–925页。[11]R. Bracewell，《傅里叶变换及其应用》（麦格劳-希尔，1965），第108–112页。[12]R. Shyam、D. D. Kulkarni、D. A. Field、E. S. Srinadhu、D. B. Cutshall、W. R. Harrell、J. E. Harriss 和 C. E. Sosolik，“克莱姆森大学Cuebit设施首次多电荷离子辐照实验结果”，载于《AIP会议论文集》第1640卷（美国物理联合会，2015），第129–135页。[13]反卷积脚本可从 https://github.com/rhmatti/Current-Density-Deconvolution 获取。