arXiv:2601.01566v1 [physics.ins-det] 4 Jan 2026

基于麦克斯韦氘等离子体中子计数的离子温度推断

Allison J. Radich、a Vlad Grecu、a Patrick J. F. Carle、*, a Myles Hildebrand、a Stephen J. Howard、a Colin P.McNally、a Meritt Reynolds、a Akbar Rohollahi、a Ryan E. Underwood、a 和 Sara Weinstein a

[a]*General Fusion Inc.*，加拿大不列颠哥伦比亚省里士满 *Russ Baker Way 6020*号，邮编 *V7B 1B4*

*电子邮箱：pat.carle@generalfusion.com

页数：33 表格数：2 图数：15

摘要

本文提出了一种方法，用于在离子速度分布符合麦克斯韦分布的条件下，根据快速液体闪烁体测得的中子计数推断氘燃料离子温度。通过结合每个闪烁体位置处的局部中子计数率，估算等离子体产生的总中子产额；其中，绝对探测效率通过基于实验结构三维模型的 MCNP中子散射模拟确定。该方法尤其适用于磁化靶聚变应用，因为它能够提供时间分辨诊断，且无需对等离子体进行直接视线观测或对中子进行准直。本文讨论了仪器配置、脉冲形状甄别与堆积校正算法、探测器校准，以及带有不确定度表征的离子温度计算方法。同时，展示了该方法在 General Fusion 的等离子体注入器 3（PI3）球形托卡马克装置上的应用，并将结果与离子多普勒光谱离子温度诊断结果进行了比较。

关键词 — 等离子体诊断、离子温度、中子探测、闪烁体、脉冲形状甄别

I. 引言

离子温度（T_i）是聚变科学中的一项重要等离子体参数，对于了解等离子体的加热和输运特性至关重要，进而有助于控制等离子体性能和聚变效率。测定 T_i 的典型方法依赖于直接观测等离子体的视线通道，例如使用电荷交换或离子多普勒光谱、飞行时间中子谱仪，或基于激光的系统（如汤姆孙散射） [1, 2, 3, 4, 5]。

在磁化靶聚变（MTF）实验中，对等离子体进行诊断可能颇具挑战，因为压缩后的内衬会在等离子体周围坍塌。内衬会遮挡观察等离子体的视线，常规光谱诊断或激光诊断只有通过聚变容器两端才能获得不受阻挡的视线 [6]。此外，在压缩后期，等离子体的所有观测通道都可能被阻断。因此，人们对无需直接接触等离子体即可估算 T_i 的方法抱有浓厚兴趣。

在缺乏直接中子能量测量的情况下，一种常见方法是假设离子速度服从麦克斯韦分布，根据中子产额推断 T_i；离子速度可通过多种不同方式测量 [7, 8, 9]。一种可能的方法是中子活化分析，它利用暴露于中子后会变成放射性的材料。照射后，通过测量活化材料的衰变产物（通常为β射线或伽马射线）来确定中子产额[10, 11, 12]。只要中子产额足够高，活化分析就能测得一次等离子体放电产生的中子总数，但无法测量时间分辨中子率；不过，这一总数可作为 T_i测量的佐证。

为了在等离子体放电期间获得时间分辨的中子率，必须使用中子计数器。气体比例计数器利用发射出的中子与气体原子（如氦-3）之间的电离相互作用，由此产生的电荷可测量为电脉冲，指示发生了一次中子事件 [13, 14]。气体比例计数器的优点是对伽马辐射相对不敏感、对中子敏感，因此在中子产额相对较低时也能准确计数中子。然而，其时间分辨率较低，无法测量中子率在持续时间相对较短、仅为数毫秒的磁化靶聚变脉冲中的变化。

对于寿命相对较短的磁化靶聚变等离子体，其典型寿命从几毫秒到几 μ 秒不等，因此需要使用响应速度快的中子探测器（例如闪烁体，衰减时间为 $< 0.2\,\mu$ 秒）来获取时间分辨的中子计数。闪烁体是一种发光材料，在受到

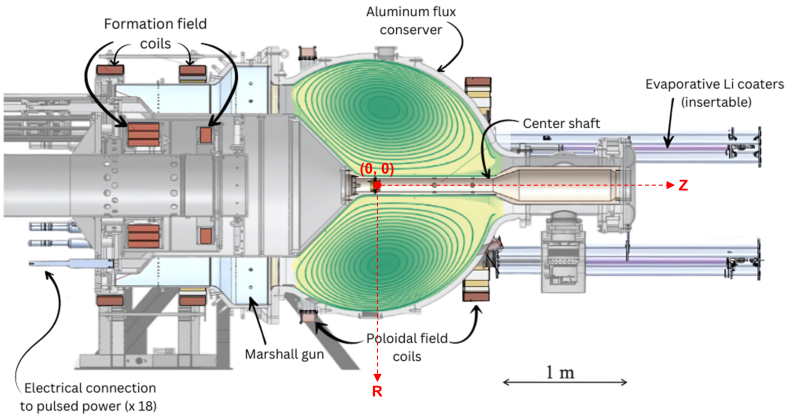

图 1. PI3 示意图，坐标系原点位于磁通保持器中心。Marshall 枪形成初始等离子体，并将其推入磁通保持器 [15]。

包括中子和电磁辐射（尤其是伽马射线）在内的高能辐射激发时会发光。基于闪烁体的中子探测器由闪烁材料与光电探测器耦合构成，光电探测器通常为光电倍增管（PMT）或光电二极管，可将闪烁体发出的光转换为电信号 [1, 16]。对于中子发射量相对较低且等离子体快速演变的 MTF 实验中的中子探测，有机液体闪烁体能够在中子与伽马射线混合场中可靠地探测中子，因为这两类相互作用所发出的光具有不同的衰减时间常数 [17]。中子主要通过弹性散射与闪烁体分子中的质子相互作用，而伽马射线则与闪烁体原子中的原子电子相互作用，产生康普顿散射电子。这些电子的减速速度比中子撞击产生的高能质子更快。质子减速时发出的光具有更长的衰减尾部，这表明该事件由中子而非伽马射线引起。根据这一差异区分中子事件和伽马射线事件的过程称为脉冲形状甄别（PSD） [17, 18]。

本文介绍了一种利用非准直快速液体闪烁体进行中子探测，以推断核心区 T_i 的方法。该方法基于一种最初为一系列磁化等离子体压缩实验开发的方法，这些实验统称为等离子体压缩科学（PCS）计划 [19]。此方法已扩展至估算 T_i 一台名为等离子体注入器 3（PI3）的球形托卡马克装置所产生的等离子体参数。该装置于 2017年 至 2024年 运行（图 1） [15]。

PI3 的设计采用同轴 Marshall 枪，在

铝制磁通保持器内形成球形托卡马克等离子体。等离子体由内部环向等离子体电流产生的极向磁场约束，并由沿机器中心轴驱动轴向电流所产生的环向磁场加以稳定。在最佳条件下，PI3 形成的等离子体无需外部能量输入即可持续长达 30 毫秒，核心电子温度超过 400 电子伏特，核心电子密度 $3 \times 10^{19}\,\mathrm{m}^{-3}$，每次放电的总中子产额最高可达 10^{8} 个中子 [20]。PI3 的大多数实验等离子体主要由氘构成，其离子温度足够高，能够产生可检测到的氘-氘（D-D）聚变中子产额。能量为 2.45 兆电子伏特、向外穿过容器的中子，为根据已知的氘-氘聚变物理推断核心离子温度提供了诊断机会。本文介绍了用于测量中子发射的仪器配置，以及一种结合等离子体密度剖面测量、根据中子计数推断 T_i 的方法。

II. 仪器配置

探测器阵列使用了四个由 SCIONIX Holland B.V. 制造的无准直液体闪烁体，型号为：VS-1105-21（2 个，0.83 L，Eljen EJ-309）、VS-1025-13（1 个，3.49 L，Eljen EJ-301）、VS-1025-14（1 个，3.49 L，Eljen EJ-301） [21]。每个闪烁体都装在一个立方形外壳中，壳内盛有闪烁液，并与 ET Enterprises Ltd. 的光电倍增管相连（9821B系列，直径 78 毫米；或 9390B系列，直径 130 毫米）。闪烁体置于钢箱内，钢箱内衬有 25.4 毫米厚的铅屏蔽层，以衰减来自等离子体或快粒子与周围材料相互作用所产生的光子（X射线和伽马射线）的传输。在 General Fusion，使用经绝对标定的钴-60（Co-60）伽马射线源对闪烁体的脉冲高度响应进行了标定。

一个数据采集与控制车配备了一台 8 通道 Keysight MXR058A示波器，以 1 GS/s 的采样率记录闪烁体信号，并配备了用于光电倍增管的高压偏置电源。闪烁体与控制车之间的电气连接采用阻抗为 50 Ω 的同轴电缆，这些电缆封装在接地的铜编织屏蔽线内，并采用星形接地配置。大地接地设置在控制车处。每个光电倍增管的阳极输出信号被分配到两个示波器通道：高增益和低增益。低增益通道覆盖了源自 2.45 兆电子伏特中子的信号脉冲所预期的最大电压范围。

表I 2024年5月8日之后使用的闪烁体。绝对中子探测效率 $\mathcal{E}(E_{\mathrm{thr}})$ 对应于质子反冲能量阈值 E_{thr}，该值根据实验等效数据计算得出。相对误差为中子探测效率的误差除以探测效率。

闪烁体	流体类型	体积 [升]	R [米]	Z [米]	θ [度]	E_{thr} [兆电子伏特]	(E_{thr})	相对误差
SC9	EJ-309	0.83	3.33	1.94	124	1.0	2.66×10^{-5}	0.017
SC10	EJ-309	0.83	3.24	1.01	121	1.0	3.55×10^{-5}	0.019
SC12	EJ-301	3.49	8.75	3.37	99	0.5	1.52×10^{-5}	0.025
SC13	EJ-301	3.49	3.55	4.19	118	0.5	6.26×10^{-5}	0.009

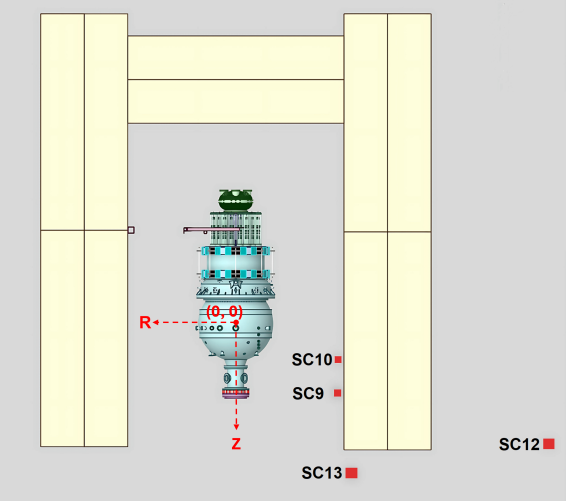

图2. PI3 实验室空间的俯视图，标出了闪烁体的位置。坐标系原点位于磁通保持器的中心。图中未显示，$\theta = 0$ 垂直指向纸面外。黄色方框表示脉冲功率系统的容器。

高增益通道的电压范围较小，对低幅度信号更加敏感。当发现高增益和低增益信号具有关联性时，便将二者合并，以扩展测量的动态范围。

表I 提供有关硬件和装置的更多详情，包括闪烁体液体的类型和体积、以 (R, Z, θ) 表示的位置矢量，以及通过蒙特卡罗模拟确定的绝对中子探测效率和效率相对误差。截至2024年5月，PI3上使用的闪烁体位置以图 2所示磁通保持器的中心为基准列于表中。第 III.D节概述了通过蒙特卡罗模拟确定绝对中子探测效率的方法，该效率用于推断离子温度，并考虑了现有的几何结构和材料。

III. 温度计算输入参数

使用本文所述方法计算离子温度需要三个输入：(1) 通过液体闪烁体中子计数确定的中子发射率（产额）；(2) 作为极向磁通坐标函数的等离子体密度分布，其中假定密度是磁通函数；以及 (3) 等离子体磁通面每个壳层的体积。

等离子体体积内的轴对称密度分布是磁重建代码的输出 [15, 22]。重建的主要诊断输入包括由安装在装置壁上的米尔诺夫线圈测得的极向和环向磁场，以及由跨越等离子体边缘至核心区的弦道测得的干涉仪线平均密度。以下各节将详细说明如何获取这些离子温度计算输入参数、如何估算不确定度，以及过程中采用的任何假设。

III.A. 使用脉冲形状甄别进行中子计数

对于闪烁体记录的每个脉冲高度高于设定阈值的信号，均进行脉冲形状甄别，以将该事件分类为中子或伽马射线 [18]。对于闪烁体 SC9 和 SC10，脉冲高度阈值设定为相当于 1 兆电子伏特的质子反冲能量；对于闪烁体 SC12 和 SC13，阈值设定为相当于 0.5 兆电子伏特的质子反冲能量，其中质子反冲由入射中子的弹性散射产生。使用针对各闪烁体预先设定的特征积分时间窗对每个闪烁体脉冲进行积分，以确定脉冲的总面积和尾部面积。将这两种面积之比与幂律分界曲线进行比较，以判定脉冲源自中子还是伽马射线相互作用 [1]。利用钴-60 伽马射线校准源，通过幂律拟合脉冲形状甄别分布的边缘，对每个闪烁体的分叉线进行标定。

同一闪烁体上相邻的脉冲虽然峰值各不相同，但积分时间窗部分重叠，因此不会进行脉冲形状甄别处理，因为两个未知波形叠加后会丢失信息，使简单的尾部与总量之比不再能有效区分中子和伽马射线。这种两个脉冲重叠的情况称为“堆积”。堆积的一种特殊情况是，两个探测事件的到达间隔时间小于本征脉冲宽度，此时峰值查找算法不会计为两个脉冲，而是计为一个较大的脉冲。这种“隐性”堆积无法直接

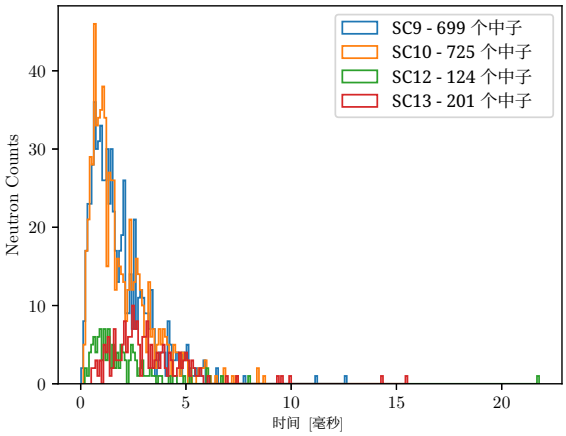

图 3. 炮次 22714 中，闪烁体 SC9、SC10、SC12 和 SC13 的 PSD中子计数随脉冲时间的变化（堆积校正前）。

探测到，只能根据泊松过程的瞬时速率和闪烁体脉冲的平均宽度进行统计估算。不过，对于 PI3 等离子体的大多数计数率而言，这通常只是较小的影响（低于可区分堆积脉冲计数率的 10%），因此本研究将忽略这一影响。如果脉冲率长时间超过 5×10^6 counts/s，隐性堆积将达到闪烁体中计数率的约 5%。可对可观测堆积脉冲的速率进行量化和校正。堆积校正速率的汇总将在下游数据处理阶段进行。

图 3 展示了一个放电示例中按时间分箱的 PSD中子计数。图4展示了一个 PSD图示例，其中尾部脉冲面积与总脉冲面积之比随脉冲高度变化。

使用钴-60标定伽马射线源对脉冲高度进行能量标定，首先获得电子反冲能量与脉冲高度之间的关系，单位为每数字化仪电压对应的电子伏特；其中，入射伽马射线经康普顿散射产生反冲电子。随后，根据所用闪烁材料中反冲电子和反冲质子的闪烁光输出关系，确定质子反冲能量 [23]。

III.B. 闪烁体计数率分箱

本节介绍将时间分辨中子事件转换为汇总时间分辨中子率的过程。该方法遵循 [19] 中所述的方法。时间分辨

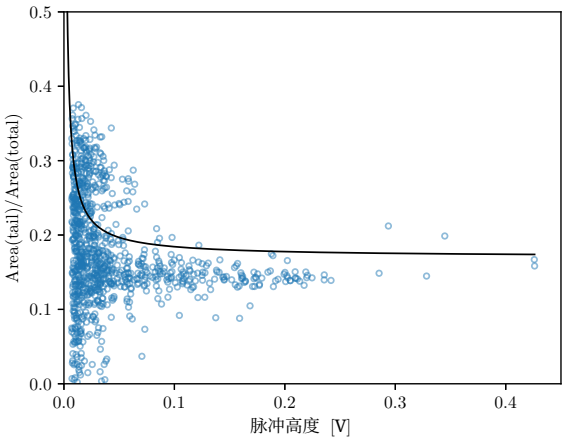

图 4. SC13 在炮次 22714 中，尾部脉冲面积与总脉冲面积之比随脉冲高度变化的 PSD图。分叉线将D-D聚变中子（上方）与伽马射线（下方）分开。

表 II 剩余中子事件计数对应的定义的分箱阈值。

剩余中子事件	中子事件的时间箱阈值
≥ 40	30
15 — 39	10
10 — 14	5
≤ 9	将剩余事件合并到同一时间箱

将所有工作中的闪烁体产生的中子事件合并，形成中子事件汇总列表。通过PSD算法判定为中子、但对应的质子反冲能量大于2.45 兆电子伏特的任何事件，都会从中子事件汇总列表中移除。随后，将汇总列表划分为一系列可变时间分箱，每个分箱包含固定数量的中子事件。第一个时间分箱从等离子体形成时刻开始（$t = 0$）。随后启动累计计数，从汇总列表中依次统计中子事件，直至累计计数达到阈值。每个分箱的计数阈值越高，分箱尺寸就越大，从而能够显示计数率随时间变化的总体趋势，但对计数率快速下降的变化不够敏感。每个分箱包含的计数越少，就越能跟踪计数率的快速变化，但相应的不确定度也越高。表 II 列出了根据中子事件汇总列表中剩余中子事件数量所采用的分箱阈值，这些阈值经过选择，旨在使其能够在较大数值范围内最佳地跟踪不断变化的中子率，同时保持可接受的不确定度水平。

当计数达到阈值时，第一个时间箱完成，计数随即清零。第一个时间区间结束，第二个时间区间则在下一个依次出现的

汇总列表中的中子事件时间之前开始计数。随后继续计数，直到再次达到阈值。为避免将单个事件重复计入两个相邻时间箱，时间箱的起止时间不能恰好落在探测事件时间上。对汇总列表中剩余的中子事件重复这一过程。当列表中剩余事件少于 40 个时，会调整时间箱阈值（见表 II），以便在等离子体寿命末期提供更多时间步长；此时事件频率通常会显著下降。

按照这种方法，时间箱的大小是相邻时间箱起始时间之间的时间差。某个时间箱的 PSD 中子率等于该时间箱内的中子事件数除以随时间变化的时间箱大小，其定义为该时间箱内中子事件时间的平均值。某次示例放电的总体 PSD 中子率如图所示 5。

速率不确定度的计算也遵循 [19]。给定观测到的事件数 N，泊松率参数真值的一个标准差不确定度为：

$$\lambda \pm \sqrt{\lambda} = N. \tag{1}$$

解 λ 可通过求解二次方程得到。对于解 $\lambda = \{\lambda_1, \lambda_2\}$，宽度为 Δt 的时间箱内事件率的上下界为：

$$\frac{\lambda_1}{\Delta t} < \frac{N}{\Delta t} < \frac{\lambda_2}{\Delta t}. \tag{2}$$

当时间箱计数阈值为 30 个事件时，解为 $\lambda = \{25, 36\}$。PSD 中子率的上、下不确定度分别定义为事件率上、下界与测得的 PSD 中子率之间的差值。请注意，上、下不确定度并不对称。

尽管衰减等离子体的中子探测率总体上会随时间持续下降，但如图 3 所示，放电后期仍可能出现中子事件。由于分箱速率测量的时间被设定为该时间箱内事件时间的平均值，如果记录某个时间箱达到阈值事件数所需的时间相对于等离子体发射的衰减速率变得很长，那么该时间箱末尾的平均速率可能会显著高于瞬时速率。最后，为了获得计算离子温度时各时刻的中子产额及不确定度，需要对中子率进行时间插值

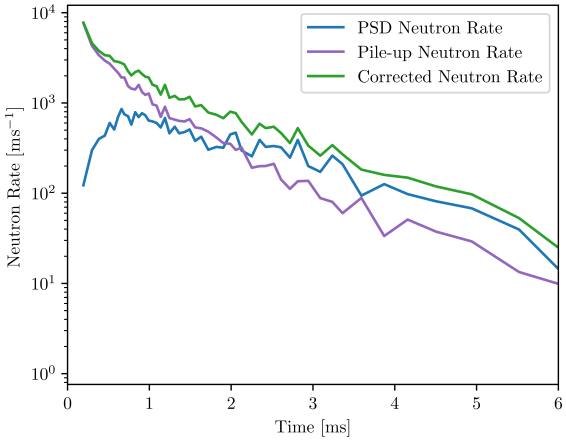

图 5. 炮次 22714 的聚合中子率。各曲线分别对应 PSD识别的中子率、属于中子的堆积事件率，以及计入堆积事件后的校正后的PSD中子率。

在 log(Y) 空间中使用线性插值，将不规则的分箱测量时间映射到所需的测量时间，在这些时间点上重建密度剖面。由于这种插值在非常晚的时刻准确度会降低，同时考虑到与密度测量可靠性随时间变化相关的原因（将在第 III.F 节讨论），本分析仅纳入 PI3等离子体放电开始后前 6 毫秒内发生的中子事件。

III.C. 堆积校正

校正因“非隐藏”脉冲堆积而被 PSD 排除的中子事件时，首先需要估算所有事件（中子或伽马射线）中中子所占的比例。对于单个闪烁体，设通过 PSD 确定的中子总数为 $N_{\mathrm{PSD,\ n}}$，通过 PSD 确定的伽马射线数量为$N_{\mathrm{PSD,\ }\gamma}$，因此，一个事件为中子的概率估计为:

$$P_{\mathrm{n}} = \frac{N_{\mathrm{PSD,n}}}{N_{\mathrm{PSD,n}} + N_{\mathrm{PSD},\gamma}}. \tag{3}$$

为简化起见，假设对于给定的闪烁体，在一次放电的整个持续时间内，某事件为中子事件的概率保持不变。由于预计这一中子事件概率会随放电而变化，且闪烁体的 n/γ 比值可能因辐射场的空间变化而异，因此每次放电都会重新计算每个闪烁体的 P_{n} 。

将脉冲形状甄别中排除的堆积事件按第III.B节所创建的时间分箱进行归类。˙时间分辨的堆积事件率 $N_{\text{pile-up}}$，等于某个时间箱中的堆积事件数除以˙该时间箱的宽度。由堆积事件估算出的中子率 $N_{\text{pile-up, n}}$为

$$\dot{N}_{\text{pile-up,n}} = P_{\text{n}} \times \dot{N}_{\text{pile-up}}. \tag{4}$$

˙$N_{\text{pile-up, n}}$ 如图5所示。堆积中子率的不确定度与脉冲形状甄别中子率的不确定度采用相同方法计算。然而，对于堆积计数，每个时间区间内发生的计数数量各不相同，因此泊松率参数会针对每个时间区间˙重新计算。将堆积中子率加到脉冲形状甄别中子率上，$N_{\text{PSD, n}}$从而˙得到校正后的闪烁体总中子率 N_{n}:

$$\dot{N}_{\text{n}} = \dot{N}_{\text{PSD,n}} + \dot{N}_{\text{pile-up,n}}. \tag{5}$$

如图5所示。总体而言，堆积事件的发生率大致与真实率成正比，这仅仅是因为当率较高时，脉冲形状甄别尾部积分时间窗在到达间隔时间中所占的比例更大。图5 中明显的堆积率趋势与基于泊松过程概率计算的理论率吻合良好：两个探测事件之间的间隔足够大，能够被区分为独立的脉冲，但后一个脉冲仍在前一个脉冲的尾部时间窗内发生。

III.D. 绝对中子探测效率的模拟

要根据中子计数率推断等离子体的 T_i，首先必须准确地将探测器计数反推至等离子体源产生的中子产额。每个闪烁体的绝对中子探测效率都随位置而变化，可作为灵敏度标定的依据，用于将测量结果反推至源的中子产额。确定这组探测效率的最佳现有方法是数值模拟。

英国原子能管理局（英国原子能管理局）已建立 PI3 基线几何结构模型，并定义了材料组成；同时使用蒙特卡罗N粒子（MCNP）辐射输运代码构建了一个等效的简化模型，适用于分析液体闪烁体响应 [24]。选择 MCNP6.2 作为蒙特卡罗辐射输运

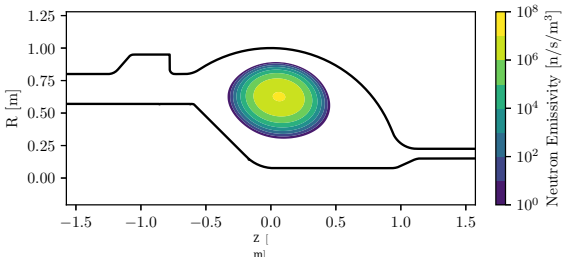

图 6. PI3 中子发射率模型，用于探测器效率标定。该模型根据 PI3 放电 18669 在 $t = 5$毫秒时重建的等离子体状态得出。

代码，因为它兼具适用的带电粒子输运能力，并能够对复杂的全装置几何结构进行建模 [25]。该辐射输运模型包含闪烁体、机器的所有组件，以及设施中其他重要结构，如图2所示。闪烁体本身被近似为周围有屏蔽层的闪烁体材料，未呈现探测器的任何内部细节。

为进行标定计算，需要一个具有合理空间分布的代表性中子发射率源。在相关时刻（ [15] ），采用了对深入研究过的 PI3 放电（18669）的贝叶斯重建结果（$t = 5$毫秒），并假设电子和离子温度相等（另见 [26]）。根据中子发射率（中子/秒/米R）和离子温度（电子伏特）的二维（Z，^{3}）网格生成模拟中子源项，形成各向同性发射的体源（见图 6）。对于欧姆加热球形托卡马克等离子体中的麦克斯韦平衡，局部各向同性发射是合理的假设；但如果等离子体离子的速度分布存在显著各向异性，例如中性束加热所导致的情况，则使用更精细的源发射剖面会更准确，例如 [27] 中所述。该体源使用了 MCNP 内置的氘-氘中子能量分布，其能谱为以 2.45 兆电子伏特为峰值的高斯展宽能谱，展宽程度由模拟得到的离子温度值决定。在用于确定标定值的 MCNP 模拟中，共生成了 10^9 条源中子径迹。

MCNP 的主要功能涵盖了模拟中子输运所需的全部物理过程、材料核属性和几何结构处理能力。英国原子能管理局开发了一种方法，利用 MCNP 的粒子径迹输出（PTRAC）记录逐事件数据，记录闪烁体中的相关相互作用，例如入射中子和光子分别引起的次级质子和电子能量沉积。后处理

随后即可实现具有指定能量阈值的计数，同时应用已知的探测器响应曲线，为每次中子相互作用模拟闪烁体等效脉冲高度 [21]。该方法此前也曾用于 [19]。

在标定模拟中，MCNP配置为使用PTRAC功能记录闪烁体体积内逐事件的详细粒子相互作用数据。通过单元过滤器启用PTRAC输出，将记录事件限制为仅包含闪烁体单元ID，从而在保留所有相关探测器相互作用的同时减小输出规模。选择最高详细程度（WRITE=ALL），逐事件记录粒子位置、方向、动能、时间、相互作用类型以及所有暂存次级粒子。

未施加全局低能截止，以避免在MCNP内部模拟探测器鉴别器阈值。相反，与探测器响应和电子学相对应的能量阈值在PTRAC数据库的后处理中应用。为确保完整捕获与闪烁体响应相关的低能能量沉积过程，使用MCNP CUT卡设置显式输运截止：光子、电子和质子的截止能量均为1电子伏特，中子则设置为零截止。

使用MODE np eh启用中子、光子、电子和质子输运，从而一致地处理中子诱导的带电粒子产生以及其随后在闪烁体材料中的能量沉积。使用PHYS:N 6J 1卡显式启用中子相互作用产生反冲质子，以确保准确模拟主导闪烁体中子响应的弹性散射过程。

对于中子和光子在闪烁体中的相互作用，它们始终是通过次级带电粒子间接探测的：中子对应质子，光子对应电子。对于电子，能量沉积与信号幅度成正比，因此采用线性能量标定。然而，对于质子，初始质子能量与光脉冲的信号幅度之间呈非线性关系 [28]。要准确确定源中子产额与高于给定能量阈值的闪烁探测事件计数之间的总体标定，就必须处理这种非线性。

使用 MCNP 制作直方图（见图7）时，要使其正确对应实际闪烁体性能，关键在于：一个进入探测器的高能中子很可能与多个质子发生碰撞，而每个质子都会产生一个光脉冲。该

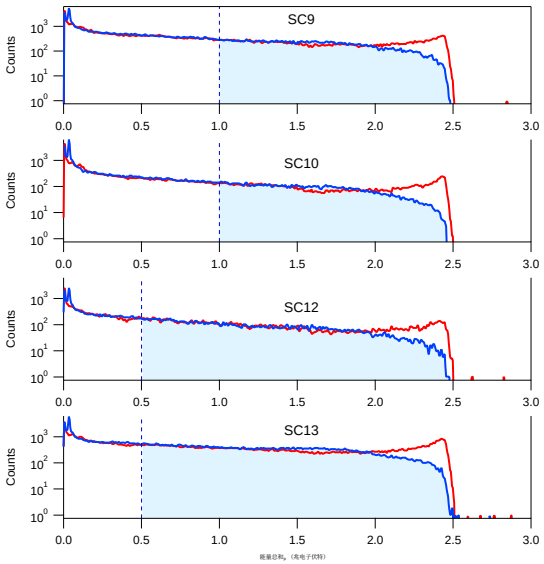

图7。闪烁体质子反冲直方图的MCNP模拟输出数据，显示了每个入射中子的质子能量线性总和（红色）以及非线性和（蓝色）的分布；后者等效于闪烁体对中子通量的实际响应。浅蓝色区域表示高于PSD阈值能量（虚线）的积分值，该值决定了给定位置处每个闪烁体的绝对探测效率标定。正确求和各个质子能量的总体效果，是相较于简单线性总和降低该标定因子。

闪烁体光电倍增管将接收到来自可能多个逸出质子的近乎同时的一组光脉冲之和，但由于质子的初始能量与光输出之间存在非线性关系，这并不等同于所有质子能量之和对应的光输出（图 7 中的红色曲线）。相反，每个质子反冲能量 E_p 都会转换为电子等效反冲能量， E_{ee}:

$$E_{ee} = AE_p - B(1 - e^{-CE_p^D}), \tag{6}$$

其中 $A = 0.83$， $B = 2.82$， $C = 0.25$， $D = 0。93$ [23, 29]。电子等效反冲能量相加后，再将所得数值转换回质子反冲能量。式（6）的这一步最终反演通过数值方法完成，得到图 7 中所示的蓝色曲线。

根据所得的直方图，其中列出了 E_p 数值，且每种闪烁体的数值取决于探测器在所模拟中子场中的具体位置。绝对探测效率定义为所选能量阈值以上的直方图计数总数除以模拟中源区域发射的中子总数。因此，这些绝对效率标定因子 $\mathcal{E}_i(E_{\text{thr}})$ 取决于直方图计数所纳入的最低能量。由于在极低能量下，脉冲形状判别法无法清晰地区分 n/γ，因此标定时不纳入低能事件。

我们采用随机方法计算模拟效率值的标准差，该方法不考虑物理不确定性。计算得到的绝对中子探测效率 $\mathcal{E}_i$ 及其在相应质子反冲能量阈值下的不确定度， E_{thr} 各闪烁体的结果列于表I。

III.E. 转换为中子产额

对于每种闪烁体， i，中子计数率 N_i 可利用所选质子反冲能量阈值 $\mathcal{E}_i$ 下的绝对中子探测效率 E_{thr}，换算为等离子体中子产额 Y_i 的估计值，单位为中子/秒:

$$Y_i = \frac{\dot{N}_i(E \geq E_{\text{thr}})}{\mathcal{E}_i(E_{\text{thr}})}. \tag{7}$$

源产额的估计值 Y_i 会因闪烁体而有所不同，这是由于 MCNP模拟未能完美建模散射效应，以及计数率中源于散射中子从等离子体向外输运时轨迹随机性的统计涨落。

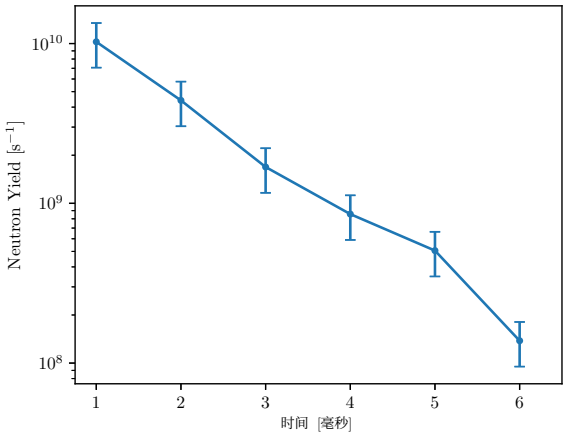

图 8。 将放电 22714 的中子产额 (s^{-1}) 插值到离子温度计算时刻。

随后，按照散射中子从等离子体向外输运时轨迹的随机性所导致的内在 [19] 方法进行处理，其中 $\mathcal{E}_i(E_{\rm thr})$ 充当权重因子，使更有可能探测到源中子的闪烁体获得更高权重。为将这组测量结果合并为单个更准确的中子产额平均估计值，等离子体产生的中子产额可简化为：

$$Y = \frac{\Sigma_i \dot{N}_i(E \geq E_{\rm thr})}{\Sigma_i \mathcal{E}_i(E_{\rm thr})} = \frac{\dot{N}_{\rm n}}{\mathcal{E}_{\rm tot}}, \tag{8}$$

其中 $\dot{N}_{\rm n}$ 为根据公式 (5) 确定的堆积校正后的闪烁体中子总计数率，而$\mathcal{E}_{\rm tot}$ 为基于 MCNP 计算的闪烁体绝对效率之和。图 8展示了放电 22714 的等离子体中子产额，其时间积分总产额为 2.5×10^7 个由等离子体发射的中子。

III.F. 等离子体密度和体积

采用贝叶斯重建算法，确定最可能的磁平衡和密度剖面分布，使其与米尔诺夫线圈磁场测量和干涉仪线平均电子密度测量最佳匹配 [15, 22]。重建算法假设密度是磁通函数。米尔诺夫线圈和干涉仪弦道的位置如图9所示。某次放电的线平均电子密度如图10所示。对于本分析，假设稀释因子为 1，因此电子密度与氘离子密度相等。这给出

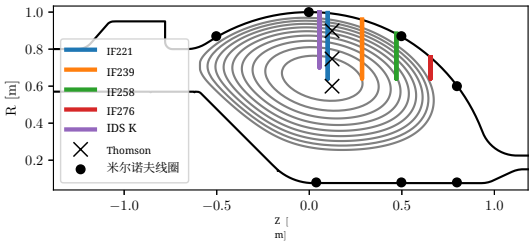

图 9. PI3 诊断系统在 (R, Z) 平面上的测量位置相对于真空室壁（黑色）的投影，包括干涉仪（IF）、米尔诺夫线圈、离子多普勒（IDS）和汤姆孙散射系统。图中还显示了一个示例平衡的极向磁通等值线（灰色），等离子体核心位于半径为 ~ 600毫米处。IDS 和 IF 弦道投影到极向平面，以显示测量的径向范围。

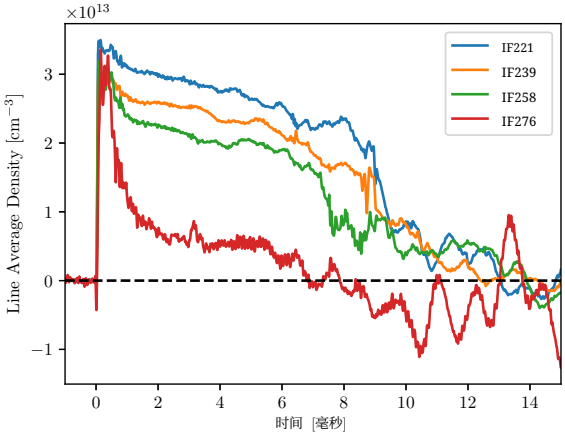

图 10. 炮次 22714 的干涉仪线平均密度数据。

离子温度的下限，因为对于相同的产额，较低的离子密度需要更高的离子温度。

重建算法输出了从核心区到最后闭合磁通面（LCFS）之间、沿极向磁通均匀间隔的 20 个极向磁通壳层的密度和体积（图 11）。干涉仪密度测量易受振动误差影响，且在$t = 7$毫秒后振动误差变得显著（图 10）。这可能导致最边缘弦道上的低密度测量值变为负值，使得此后得到的密度剖面不可靠。因此，分析仅使用截至 6 毫秒的数据，此时密度剖面仍然可靠。

磁重建使用等离子体的轴对称平衡模型。由于诊断系统分布在多个环向角处，并且与重建的轴对称合成测量结果具有良好的一致性，因此认为这是一个合理的模型。

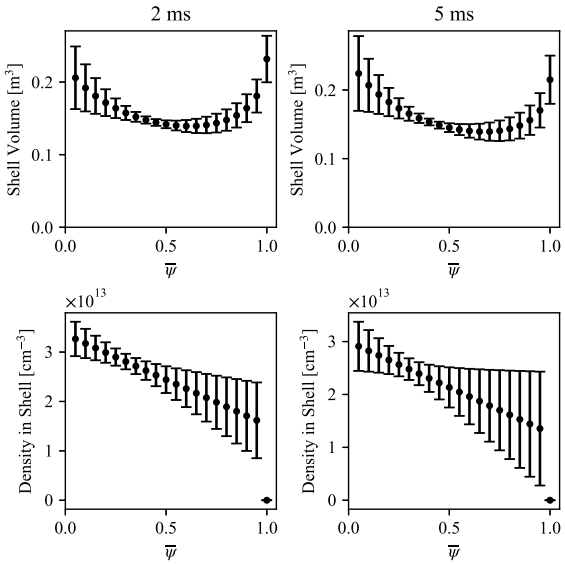

图 11. 炮次 22714 在 2 毫秒和 5 毫秒时重建的密度剖面示例及其不确定度。归一化极向磁通从 $\bar{\psi} = 0$ （核心区）到 $\bar{\psi} = 1$ （最后闭合磁通面）均匀分布，共有 20 个壳层。最后闭合磁通面处的密度固定为零。

III.G. 温度剖面

离子温度剖面参数化如下：

$$T_i(\overline{\psi}) = T_i(0)\left[1 - \overline{\psi}^2\right]^{\alpha}, \tag{9}$$

其中，$\overline{\psi}$ 表示归一化极向磁通，磁轴（核心区）处 $\psi = 0$ ，最后闭合磁通面处 $\psi = 1$ 。参数 α 定义剖面的峰化程度。本研究考虑两个 α 值，以研究推断的芯部温度对剖面形状的敏感性：$\alpha = 0$，对应平坦剖面；以及 $\alpha = 1$，对应抛物线峰化剖面。

抛物线峰化温度剖面示例如图12所示。PI3 等离子体的离子温度剖面尚无测量约束，但根据汤姆孙散射电子温度剖面测量，最可能的温度剖面被认为是峰化的 [20], ，示例如图13所示。

这两种温度剖面为评估离子温度中的某些系统不确定性提供了一种方法。抛物线剖面是对一群沿重构磁通面的核心区聚集的高能离子的合理但偏乐观的解释，而

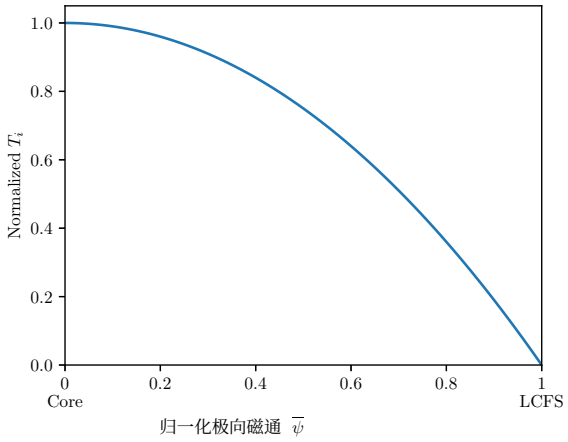

图 12. 抛物线离子温度剖面模型（$\alpha = 1$）。

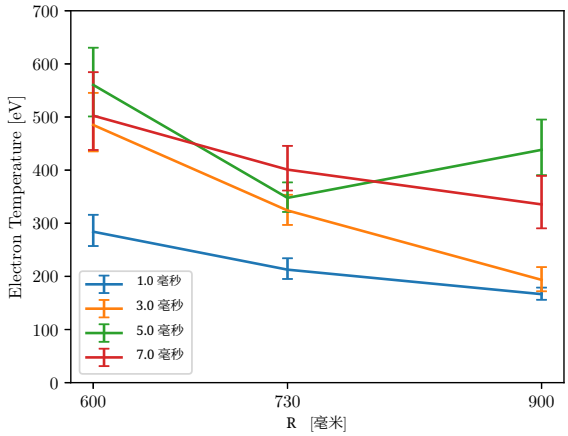

图 13. 炮次 22714 的多时刻汤姆孙散射电子温度剖面，显示出峰化剖面。R=600 毫米为核心区测量点，R=900毫米为最边缘测量点。最后闭合磁通面约位于 R=1000 毫米处。

平坦剖面则是具有高热输运的等离子体在逻辑上的极限，或者是高能离子的大轨道有效拓宽温度剖面后的结果。

IV. 离子温度计算

假设离子速度服从麦克斯韦分布（见第 VI.A 节），可利用基于预先制表的前向模型进行插值反向查表，根据测得的中子产额确定离子温度；该前向模型以测得的密度剖面为输入。对于每个

极向磁通壳层，中子产额为：

$$Y_{\text{shell}} = \frac{1}{2}\langle\sigma v\rangle_{\text{shell}} n_{d,\text{shell}}^2 V_{\text{shell}}, \tag{10}$$

其中 $\langle\sigma v\rangle_{\text{shell}}$、 $n_{d,\ \text{shell}}$ 和 V_{shell} 分别表示壳层的反应性、氘离子密度和体积。[a] 对于 D(d,n)^{3}He 反应，反应性 $\langle\sigma v\rangle_{\text{shell}}$ 是局部离子温度的快速函数，本文采用 Bosch-Hale公式 [31]。正是由于这种强函数依赖关系，才有可能根据等离子体中子产额以合理的精度估算 T_i 。

整个等离子体的中子总产额 Y 可通过对各壳层求和得到 ：

$$Y = \frac{1}{2}\int \langle\sigma v\rangle n_d^2\, dV \approx \sum Y_{\text{shell}}. \tag{11}$$

为了将核心离子温度 T_i 与 Y 联系起来，我们引入平均反应率 $\overline{\langle\sigma v\rangle}$ d:

$$\overline{\langle\sigma v\rangle} \equiv \frac{Y}{\int \frac{1}{2} n_d^2\, dV}. \tag{12}$$

在前向模型中，对于给定的温度剖面形状和密度剖面，平均反应率是 T_i的函数。计算该函数的查找表（第IV.A节），随后通过插值，根据中子产额的实验测量值获得 T_i 及其误差棒（第IV.B节）。

IV.A. 平均反应率查找表的构建

计算首先针对特定的 α 取值，将离子温度剖面函数形式定义为由式（9）参数化的形式；然后指定要纳入前向模型表的核心离子温度完整取值范围（$T_{i,\ \text{min}}$，$T_{i,\ \text{max}}$）。该范围涵盖一次放电期间物理上合理的取值。此取值集合中的温度范围限定了可预测的温度。每个核心温度均用于缩放剖面形状，从而得到一组离子温度剖面。对于每个温度剖面，壳层反应率，

[a]这个产额公式与 [19] 中使用的公式相差两倍，因为该参考文献采用了 D-D聚变总反应率，并基于 [30], ，随后假设中子产生的分支比为 1/2。本研究采用 [31] 中针对产生中子的特定反应 D(d,n)^{3}He 的反应性公式。两种方法得出的结果等效。

$\langle\sigma v\rangle_{\mathrm{shell}}$，根据壳层温度，使用 Bosch-Hale公式计算 [31]。

使用实验中的名义（重建平均值）壳层密度和体积，按照公式（10）对壳层中子产额求和，可得到体积积分中子产额，$Y_{T_{i,\ \mathrm{test}}}$，由公式（11）得出。

平均测试反应性，$\langle\sigma v\rangle_{T_{i,\ \mathrm{test}}}$，随后根据$Y_{T_{i,\ \mathrm{test}}}$ 制成表格如下：

$$\overline{\langle\sigma v\rangle}_{T_{i,\mathrm{test}}} = \frac{2Y_{T_{i,\mathrm{test}}}}{\sum n_{d,\mathrm{shell}}^2 V_{\mathrm{shell}}}. \tag{13}$$

该正向模型表存储了每个温度值对应的平均反应率。值得注意的是，平均测试反应性与整体密度缩放无关，仅取决于密度剖面的形状。该表会针对重建密度剖面数据的每个时间步重新计算，但在第IV.B节所述的蒙特卡罗误差分析的每次迭代中保持不变。

IV.B. 离子温度计算

通过在制成表格的正向模型平均测试反应性表中进行插值，使其与根据观测到的中子产额以及重建的密度和体积剖面直接计算出的平均反应率相匹配，即可确定离子温度。

为进行误差分析，将这一基本插值算法嵌入蒙特卡罗（MC）框架中，以计算离子温度及其总体测量不确定度。总体 T_i 计算的输入参数包括壳层密度、壳层体积、闪烁体-探测的中子率、N_{n}以及中子总绝对探测效率 $\mathcal{E}_{\mathrm{tot}}$，此外还包括每个输入参数的不确定性值。该计算涉及大量蒙特卡罗运行。每次蒙特卡罗运行都会通过从正态分布中随机抽样，独立获取各输入参数的值；该正态分布的均值为测量值 μ，标准差为该参数的不确定性 σ。这些抽样值以下标 MC 表示。每次运行都会得到一个平均MC反应率，记为 $\langle\sigma v\rangle_{\mathrm{MC}}$，其计算公式为

$$\overline{\langle\sigma v\rangle}_{\mathrm{MC}} = \frac{2Y_{\mathrm{MC}}}{\sum n_{d,\mathrm{shell,MC}}^2 V_{\mathrm{shell,MC}}}, \tag{14}$$

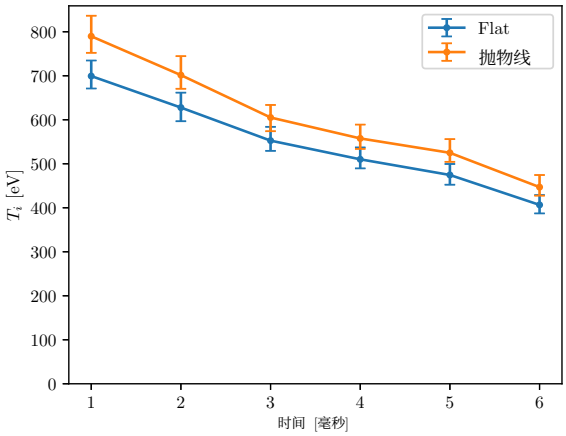

图14. T_i 根据 PI3 炮次 22714 的中子闪烁体计数计算得出，适用于平坦和抛物线T_i 剖面。均值以第50百分位数表示，上下限以第16和第84百分位数表示。

其中：

$$Y_{\mathrm{MC}} = \frac{\dot{N}_{\mathrm{n,MC}}}{\mathcal{E}_{\mathrm{tot,MC}}}, \tag{15}$$

根据方程（8）。通过对平均MC反应率进行插值来估算核心离子温度，$\langle \sigma v \rangle_{\mathrm{MC}}$，该反应率取自第$\langle \sigma v \rangle_{T_i}$ 节中计算的平均测试反应率集合，test IV.A。

所有蒙特卡罗运行的结果构成一个核心区 T_i 值的集合。实验测得的T_i 取第50百分位数值，上下不确定度定义为第16和第84百分位数值。对于给定的温度剖面形状，该过程会得到带有不确定度的核心离子温度。

进行了收敛性分析，以确定使离子温度方差收敛所需的最少蒙特卡罗运行次数。结果发现，进行500次运行即可使每次蒙特卡罗运行后不确定度估计的变化低于10电子伏特。第 IV 节和 V 节中的所有图均使用10000次蒙特卡罗运行，使离子温度不确定度的增量变化小于3电子伏特。

V. 实验结果

对2024年三月至2024年8月期间进行的PI3中207次等离子体放电的中子产额和干涉测量数据进行了处理，以计算 $T_i(t)$。图14展示了在考虑平坦和抛物线温度剖面形状的情况下，PI3 炮次 22714 的时间分辨$T_i(t$。

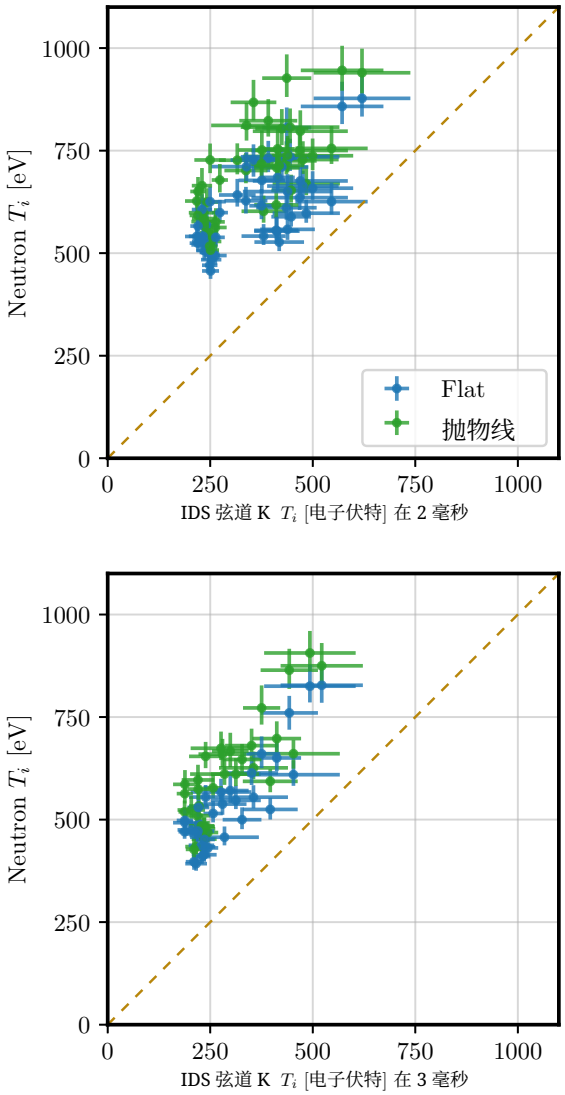

图 15. PI3 中 33 次放电的单条弦道上， T_i 中子计数 T_i 与 IDS 的关系图。上图：放电开始后 2 毫秒；下图：放电开始后 3 毫秒。图中绘出了采用平坦和抛物线密度剖面模型得到的数值。IDS T_i 数值通常小于由中子计数推导出的数值。

该测量中不确定性的主要来源是未知的离子温度剖面形状；对于不同的剖面形状， T_i 可能会产生适度不同的数值，而这些数值相对于给定剖面下的内在误差可能存在更大偏差。因此，在使用这些由中子推断得到的 T_i（t）数据时（例如用于计算热能约束时间），对于这组合理剖面的全部数值范围所确定的较宽误差棒将被采用。

图中展示了33次PI3放电（炮次范围为22331至22721）中，通过（a）采用抛物线剖面的中子率和（b）单条离子多普勒光谱（IDS）弦道推导出的离子温度对比。15这些数据表明，这两种离子温度诊断系统之间总体上存在相关趋势。与中子产额 T_i 诊断系统相比，IDS弦道K未能完全穿透等离子体至磁轴，而所观测的C V电荷态（通过其227 nm处的谱线）在PI3核心等离子体的高温区域内很可能并不存在为平衡电荷态。相反，预计该谱线的最大辐射会出现在明显偏离磁轴的位置，在那里该电离态可能处于日冕平衡状态（参见 [15, 19]中的讨论）。因此，IDS T_i 数值更能代表核心区外部区域，预计会小于同一等离子体的中子 T_i 数值。此外，可以预期，总体趋势是核心温度较高的等离子体，其核心区外部的温度也较高。综合来看，IDS与中子数据与呈中心峰值的 T_i 剖面最为一致，该剖面类似于抛物线形式。

VI. 假设与局限

VI.A. 麦克斯韦离子的假设

在 PI3 实验中，离子碰撞时间并不比等离子体放电的时间尺度短很多，因此无法保证离子分布完全符合麦克斯韦分布。例如，在具有 $T_i = 1\text{keV}$ 和 $n_i = 5 \times 10^{19}\,\text{m}^{-3}$ 的氘等离子体中，离子碰撞时间为 $\tau_i = 1\text{ms}$ [32]。如果等离子体靶的形成导致出现超热离子分布，即高能离子多于麦克斯韦分布中的数量，那么聚变反应率将在相当长的一段时间内增强。在这种情况下，根据假设离子服从麦克斯韦分布的中子率估算出的离子温度，将高于实际动力学温度。此外，中子率的变化还会受到离子热化过程的影响：离子碰撞会使分布更接近麦克斯韦分布，从而导致中子率下降；除此之外，中子率还会因

输运和与电子的碰撞导致的离子冷却而下降。

因此需要特别指出，在此将麦克斯韦离子分布作为一个工作假设。分析具有低密度靶等离子体的 MTF 实验（例如 PI3 中产生的等离子体）时，不应排除存在超热离子分布的可能性。

未来在毫秒时间尺度上实现净增益的 MTF 实验将采用初始密度更高的等离子体靶，例如 $n_i = 2 \times 10^{20}\mathrm{m}^{-3}$ [33]，这一密度已在 PCS-16实验中实现 [19]。在此类 MTF 实验中，密度-时间乘积显著高于 PI3，因此采用麦克斯韦离子的假设是合理的。

为验证麦克斯韦分布假设，可以通过其他诊断技术测量离子温度和离子能量分布，例如中子飞行时间谱学 [4] 和中性粒子分析仪 [34]。目前正在开发一种中子能谱仪，用于未来 General Fusion 实验中的高压缩等离子体 [6]。

VI.B. 中子计数率限制

PI3 放电通常能够提供足够的中子（>30每个时间区间），因此较低的中子计数（<5 每个时间区间）并不是问题。为估计该诊断技术可测量的温度下限，结合方程（8）和（10），并假设密度剖面恒定，可得：

$$\overline{Y}_{\min}(T_{i,\min}) = \frac{C_{\min}}{\mathcal{E}_{\mathrm{in}}}\frac{4\pi d^2}{N_s A} = \frac{1}{2}n_d^2 V\tau\langle\sigma v\rangle(T_{i,\min}), \tag{16}$$

其中，$\overline{Y}_{\min}$ 是单次等离子体放电中，为了进行误差棒合理且包含离子温度随时间演化信息的离子温度测量所需的最小时间积分中子产额（计数）。如果散射可以忽略，则时间积分产额与闪烁体探测到的总计数 $C_{\min}$ 之间的关系由式（16）中的第一个等式给出。为了进行有用的测量，将 $C_{\min} = 50$ 设为实际限值；该限值可使每个时间区间至少计数5个中子，并在10个时间区间内测量等离子体持续期间的 T_i演化。为进一步说明式（16）， d 表示探测器到等离子体的距离，$\mathcal{E}_{\mathrm{in}} = 0.612$ 表示中子探测的内在效率（这些闪烁体的典型值）， N_s 表示闪烁体探测器的数量（PI3中为4个）， A 表示闪烁体垂直于中子通量方向的面积（SC12和SC13为225 cm^2，SC9为83.6 cm^2，以及

SC10），而 V 是等离子体体积， τ 是用于划分时间区间的等离子体燃烧时间，$T_{i,\ \min}$ 则是待确定的最低可测离子温度。利用 Bosch-Hale公式将反应性与离子温度关联起来，并将探测器设置在平均距离5米处，预测在 PI3配置下，若要在 $\tau = 20$ 毫秒内使用10个时间区间进行 T_i 测量，且每个时间区间至少有 $N > 5$ 个计数，则最低可测温度为350电子伏特，条件是 $n_d = 10^{19}\ \mathrm{m}^{-3}$ 。在这一最低限值下， T_i 测量的相对不确定性为50%，这主要是由密度测量的内在误差导致的。总体而言，可以通过增加探测器数量并将其放置在更靠近装置的位置来改进该方法；如果将100个探测器放置在距离装置2米处，该方法可测量低至200电子伏特的温度。如果等离子体温度更低，则可以合并多个相似等离子体放电中的探测器计数，以进行较低温度的集合平均温度测量，前提是聚变产生的中子计数率仍显著高于太阳、宇宙射线及其他自然源产生的环境本底率。

探测器接收到的中子通量瞬时速率也存在一个上限，超过该上限便无法产生准确的信号。在第 III.C 节中介绍了堆积校正算法；该算法会处理在前一个脉冲完全回落至基线之前便开始的事件。当堆积事件发生在前一个峰值之后 10 纳秒以内时，Python find peaks算法将无法识别新的峰值，从而低估堆积事件的数量；和／或如果第二个峰值使已识别峰值的尾部变宽，还可能错误地将两个伽马事件标记为一个中子事件。可以利用最高事件率估算这些被隐藏且造成问题的事件的频率。

假设事件遵循泊松到达时间分布，则两个事件在时间间隔 t_0 内发生的概率为：

$$P(\Delta t < t_0) = 1 - e^{-\lambda t_0}, \tag{17}$$

其中 λ 是局部事件率。当最大 λ 大于 6.7×10^7 计数/秒时，这种效应会导致局部计数率误差达到 50 %。当计数率极高、超过 10^9 计数/秒时，堆积效应会使所有脉冲重叠，从而完全饱和；如果这种情况持续足够长时间，由于倍增极电压下降，光电倍增管探测器的增益会显著降低，而倍增极电容需要 0.1 - 0.5 毫秒才能恢复

充电。对闪烁体光电倍增管进行的台架表征表明，当输出信号的时间积分在 $10\ \mu$s 内大于 10^{-6} 伏特·秒时，它们开始出现增益下降。总体而言，计数率过高的问题通常可以通过将探测器放置在离源更远的位置来改善，因为计数率会随着闪烁体与等离子体之间距离的平方而减小。理想情况下，给定等离子体预期的温度和密度范围，可利用此分析优化实验装置的设计。

VII. 结论

本文介绍了一种利用快速液体闪烁体测得的中子计数推断氘离子温度（T_i）的方法，该方法基于 General Fusion 的等离子体注入器 3（PI3）的数据开发。此方法无需直接观测等离子体的视线，也无需对中子进行准直，即可确定 T_i 。

采用直接测量氘离子速度分布的方法来补充这一技术 [6]将有助于进一步验证麦克斯韦分布这一假设。

多步骤计算过程通过对闪烁体事件进行脉冲形状甄别来计算中子产额。对 PI3 实验室空间内闪烁体的 MCNP 模拟提供了绝对中子探测效率，并计入了中子在机器及设施组件中的散射。

温度计算以测得的中子产额，以及等离子体磁通面密度剖面和几何结构为输入。密度剖面和磁通面几何结构通过磁重建算法计算，该算法基于测得的等离子体磁场诊断信息和等离子体线平均密度。假设采用 T_i 剖面形状后，对一组中心离子温度值进行迭代，并利用由干涉仪测量重建的密度剖面计算相应的中子产额。该过程收敛至最符合实验测定中子产额的离子温度值。给定输入量的测量误差和估计误差后，可将此算法推广至蒙特卡罗框架，以直接估算 T_i 输出的统计误差。研究考虑了两种温度剖面模型作为上下限情形，并对计算得到的芯部温度进行了比较。

与 IDS 对 PI3 等离子体离子温度的测量相比，由 T_i 得出的数值

本文提出的中子计数法所得到的结果，体现了这两种方法之间符合物理预期的关系：中子计数法得出的测量值更能代表温度较高的等离子体核心。

尽管早在 20 世纪 70 年代初，人们就已开始利用中子计数推断离子温度[7], 但这一方法的持续发展对当今技术仍具有重要意义，因为随着装置从等离子体实验转向可行的发电厂，直接诊断等离子体的能力必须逐步降低。具体而言，对于 General Fusion 的磁化靶聚变装置，中子计数可用于时间分辨测量等离子体压缩加热至聚变条件的过程。

闪烁体中子计数诊断非常适用于 PI3 等当前一代装置，在这些装置中，中子率仍处于适中水平。原则上，这种诊断方法还可用于未来达到高度压缩等离子体状态的 MTF 实验。要设计诊断装置布局以实现有用的 T_i 测量，就必须准确预测这些实验产生的高中子率。由于中子产生量随离子温度呈指数增长，液体闪烁体计数器可能会饱和，因此需要将其布置在距靶更远的位置。这样一来，就更加依赖中子输运模拟（例如 MCNP），以准确解读测量信号。此外，随着压缩过程中内衬越来越多地遮挡等离子体，干涉测量等视线诊断会受到限制，因此需要对等离子体密度演化进行外推或建模。在这类状态下，飞行时间中子能谱测量很可能成为离子温度的主要诊断手段；不过，闪烁体计数器仍可测量总中子产额，为探测器布置和标定提供参考，并提供另一项 T_i 测量，用于验证中子能谱仪的测量结果。

致谢

作者感谢 Steven C. Bradnam、Hari Chohan、Lee W. Packer 和 Sean Conroy 开发 MCNP 模型、根据 General Fusion 提供的输入数据开展中子学模拟，并就方法和稿件提供建议。作者感谢 Krzysztof Starosta教授审阅原稿，并感谢 Alex Woinoski 协助进行闪烁体校准。作者感谢 Andrea Tancetti 提供宝贵协助。本研究获得加拿大政府通过其战略创新

基金（协议编号：811-811346）提供的资金支持。资助方未参与研究设计、数据收集、分析和解释、报告撰写，也未参与决定是否提交文章发表。

参考文献

[1] G. Knoll,辐射探测与测量，Wiley（2010）。[2] R. C. Isler，“作为等离子体诊断系统的电荷交换光谱学概述”，《等离子体物理与受控聚变》，**36**，*2*，171（1994）；10.1088/0741-3335/36/2/001。[3] B. Wolle，“基于测量中子信号的托卡马克等离子体诊断”，《*Physics Re- ports*》，**312**，*1-2*，1（1999）；10.1016/S0370-1573(98)00084-2。

[4] F. W. K. Firk，“中子飞行时间谱仪”，《核仪器与方法》，**162**，*1*，539（1979）；10.1016/0029-554X(79)90732-8。

[5] T. Elevant，D. Aronsson，P. v. Belle，G. Grosshoeg，M. Hoek，M. Olsson，以及G. Sadler，“JET中子飞行时间谱仪”，《核仪器与方法——物理研究*A*辑：加速器、谱仪、探测器及相关设备，**306**，*1*，331（1991）；10.1016/0168-9002(91)90340-V。

[6] P. J. F. Carle, F. Retière, A. Sher, R. Underwood, K. Starosta, M. Hildebrand, S. Barsky和 S. Howard，“聚变示范装置上用于测量离子温度的中子发射谱仪”，《科学仪器评论》，**93**，*11*，113539（2022）；10.1063/5.0101814。

[7] L. A. Artsimovich, A. M. Anashin, E. P. Gorbunov, D. P. Ivanov, M. P. Petrov和 V. S. Strelkov，“T-3A托卡马克装置的等离子体中子辐射研究”，《苏联物理学—实验与理论物理学杂志》，**34**，*2*，306（1972年）。

[8] C. A. Ekdahl，“脉冲高密度热核等离子体的中子诊断”，《科学仪器评论》，**50**，*8*，941（1979）；10.1063/1.1135974。

[9] B. Wolle, L. G. Eriksson, U. Gerstel 和 G. Sadler，“中性束加热托卡马克等离子体的时间依赖中子率解释”，《等离子体物理与受控聚变》，**36**，*6*，1051（1994年）；10.1088/0741-3335/36/6/008。

[10] G. Zankl, J. D. Strachan, R. Lewis, W. Pettus 和 J. Schmotzer, “普林斯顿大型托卡马克周围的中子通量测量”, 《核仪器与物理研究方法》, **185**, *1*, 321（1981年）; 10.1016/0029-554X(81)91228-3。

[11] J. D. Strachan, J. M. Adams, C. W. Barnes, P. Batistoni, H. Bosch, J. S. Brzosko, A. C. England, C. L. Fiore, R. S. Granetz, H. W. Hendel, F. Hoenen, O. N. Jarvis, D. L. Jassby, L. P. Ku, P. Liu, G. Martin, S. McCauley, R. W. Motley, T. Nishi-tani, B. V. Robouch, T. Saito, M. Sasao, R. D. Stav, 以及 P. L. Taylor, “用于比较托卡马克实验结果的中子标定技术”, 《科学仪器评论》, **61**, *11*, 3501（1990年）; 10.1063/1.1141558。

[12] O. Jarvis, E. Clipsham, M. Hone, B. Laundy, M. Pillon, M. Rapisarda, G. Sadler, P. Ven Belle, 以及 K. Verschuur, “利用活化法测量联合欧洲环形装置氘等离子体的中子产额”, 《聚变技术》, **20**, *3*, 265（1991年）; 10.13182/fst91-a29668。

[13] R. Batchelor、 R. Aves和 T. H. R. Skyrme, 《氦-3充气正比计数器用于中子能谱测量》, 《科学仪器评论》, **26**, *11*, 1037（1955年）; 10.1063/1.1715182。

[14] O. N. Jarvis, 《托卡马克等离子体的中子测量技术》, 《等离子体物理与受控聚变》, **36**, *2*, 209（1994年）; 10.1088/0741-3335/36/2/002。

[15] A. Tancetti、 C. Ribeiro、 S. J. Howard、 S. Coop、 C. P. McNally、 M. Reynolds、P. Kholodov、 F. Braglia、 R. Zindler、 C. Macdonald、 E. Love、 P. Carle、 X. Feng、A. Rohollahi、 K. Leci、 D. Plant、 C. Dunlea、 R. Ivanov和 A. Mossman, 《PI3中球形托卡马克等离子体的热能约束时间》, 《核聚变》, **65**, *3*, 036043（2025年）; 10.1088/1741-4326/adb8fb。

[16] J. Birks, 《闪烁计数的理论与实践》, 爱思唯尔（1964）; 10.1016/C2013- 0-01791-4。

[17] R. Batchelor, W. B. Gilboy, J. B. Parker 和 J. H. Towle, 《有机闪烁体对快中子的响应》, 《核仪器与方法》, **13**, 70（1961）; https://doi.org/10.1016/0029-554X(61)90171-9。

[18] M. Roush, M. Wilson 和 W. Hornyak, 《脉冲形状甄别》, 《核仪器与方法》, **31**, *1*, 112（1964）; 10.1016/0029-554X(64)90333-7。

[19] S. J. Howard, M. Reynolds, A. Froese, R. Zindler, M. Hildebrand, A. Mossman, M. Donaldson, T. Tyler, D. Froese, C. Eyrich, K. Epp, K. Bell, P. Carle, C. Gut-jahr, A. Wong, W. Zawalski, B. Rablah, J. Sardari, L. McIlwraith, R. Bouchal,J. Wilkie, R. Ivanov, P. de Vietien, I. Khalzov, S. Barsky, D. Krotez, M. Delage,C. McNally和 M. Laberge, "PCS-16磁化靶聚变实验中球形托卡马克等离子体压缩的测量", 《核聚变》, **65**, *1*, 016029（2025年）; 10.1088/1741-4326/ad9033。

[20] S. Howard、 P. Carle、 A. Froese、 A. Tancetti、 A. Antony、 S. Coop、 F. Braglia、A. Rohollahi、 X. Feng、 A. Radich、 H. Gould、 R. Zindler、 E. Love、 C. MacDonald、B. Posehn、 Z. Moghadam、 A. Wong、 W. Zawalski和 K. Epp, 《PI3球形托卡马克计划的物理学结论》, 《美国物理学会公报》, PP12.00067（2024年）; 10.13140/RG.2.2.32563.03365。

[21] Eljen Technology, 《中子/伽马脉冲形状甄别液体闪烁体 EJ-301、EJ-309》, Eljen Technology, 1300 W. Broadway, 德克萨斯州斯威特沃特, TX 79556（2021年）。可访问 https://eljentechnology.com/images/products/data_sheets/EJ-301_EJ-309.pdf。

[22] A. Froese, R. Zindler, M. Herunter, C. MacDonald, T. Chisholm, D. Krotez, M. Hildebrand, B. Kelly, E. Love, A. Mossman, 和 M. Reynolds, 《General Fusion 示范电站的贝叶斯平衡重建》, 《美国物理学会公报》, **67**, *15*, BP11.003（2022）。

[23] R. A. Cecil, B. D. Anderson, 和 R. Madey, 《对 1 兆电子伏特至约 300 兆电子伏特范围内烃类闪烁体中子探测效率的改进预测》, 《核仪器与方法》, **161**, *3*, 439（1979）; 10.1016/0029-554X(79)90417-8。

[24] A. Valentine, T. Berry, S. Bradnam, H. Chohan, T. Eade, C. Grove, J. Hagues, K. Hearn, J. Hodson, K. Lennon, J. Haish, J. Neilson, C. Nobs, L. Packer, A. Turner, A. Turner, L. Woodall和 R. Worrall, 《推进聚变中子学方法：英国原子能管理局的工作流程与核分析活动概述》, 《聚变科学与技术》, **79**, *8*, 1008（2023年）; 10.1080/15361055.2022.2141528。

[25] T. Goorley, M. James, T. Booth, F. Brown, J. Bull, L. J. Cox, J. Durkee, J. Elson, M. Fensin, R. A. Forster, J. Hendricks, H. G. Hughes, B. Johns, R. Kiedrowski, R. Martz, S. Mashnik, G. McKinney, D. Pelowitz, R. Prael, J. Sweezy, L. Waters, T. Wilcox和 T. Zukaitis, 《MCNP6初始版本概述》, 《核技术》, **180**, *3*, 298（2012年）; 10.13182/NT11-135。

[26] N. Kumar, G. Avdeeva, J. Candy, M. Reynolds, E. Belli和 C. P. McNally, "高碰撞率球形托卡马克等离子体陀螺动力学模拟中的ITG湍流", 已提交至《核聚变》（2025年）。

[27] P. R. Goncharov, "经典托卡马克和球形托卡马克各向异性中子产额的综合建模", 《等离子体物理》, **31**, *9*, 092508（2024年）; 10.1063/5.0223456。

[28] V. Verbinski, W. Burrus, T. Love, W. Zobel, N. Hill和 R. Textor, "用于中子能谱测量的有机闪烁体标定", 《核仪器与方法》, **65**, *1*, 8（1968年）; 10.1016/0029-554X(68)90003-7。

[29] R. Katz、 S. Sharma和 M. Homayoonfar, "高能重离子的探测", 《核仪器与方法》, **100**, *1*, 13（1972年）; 10.1016/0029-554X(72)90264-9。

[30] A. Beresnyak, *NRL*等离子体手册, 美国海军研究实验室, 华盛顿特区（2023年）网址 https://www.nrl.navy.mil/News-Media/Publications/NRL-Plasma-Formulary/。

[31] H.-S. Bosch 和 G. Hale, "聚变截面和热反应率的改进公式", 《核聚变》, **32**, *4*, 611（1992年）; 10.1088/0029-5515/32/4/I07。

[32] J. Wesson, 《托卡马克》, 牛津科学出版物第149号, 牛津大学出版社, 牛津; 纽约（2011年）。

[33] M. Laberge, "使用球形托卡马克进行磁化靶聚变", 《聚变能杂志》, **38**, *1*, 199（2019年）; 10.1007/s10894-018-0180-3。

[34] E. D. Mezonlin, S. Roberson, C. Raynor, R. Appartaim, I. Johnson, J. A., V. I.Afanasyev, S. S. Kozlovsky, J. M. Moller, D. N. Hill, E. B. Hooper, H. S.McLean, 以及 R. D. Wood, "SSPX 球形托卡马克上的中性粒子分析仪测量", 《科学仪器评论》, **78**, *5*, 053504（2007）; 10.1063/1.2737756。, 网址 https://doi.org/10.1063/1.2737756。