arXiv:2611.32277v1 [physics.ins-det] 24 Nov 2026

供提交至 JINST

NνDEx 时间投影室中双离子到达时间重建研究

Tianyu Liang[a] **Hulin Wang**[b, c] **Kai Chen**[b, c] **Dongliang Zhang**[b, c] **Chaosong Gao**[b, c] **Xiangming Sun**[b, c] **Feng Liu**[b, c] **Jun Liu**[b, c] **Hui Zhang**[a] **Chengui Lu**[d] **Yichen Yang**[d] **Chengxin Zhao**[d] **Hao Qiu**[d]

[a]中国科学院高能物理研究所，中国北京玉泉路*19*号[b]华中师范大学夸克与轻子物理重点实验室（教育部），*PLAC*，中国武汉珞喻路*152*号[c]湖北省硅像素芯片与探测技术工程研究中心，中国武汉珞喻路*152*号[d]中国科学院现代物理研究所，中国兰州南昌路*509*号

电子邮箱：liangty@ihep.ac.cn

摘要：NνDEx 实验旨在利用高压 $^{82}SeF_6$ 负离子时间投影室，寻找 ^{82}Se 的无中微子双β衰变。在假定的双载流子模型中，SeF_5^- 与 SeF_6^- 的到达时间间隔可用于估算纵向坐标，无需外部触发。我们比较了快速傅里叶变换反卷积和直接波形拟合在模拟 Topmetal-S 电荷灵敏前置放大器波形上的表现。

采用固定放大器响应时，直接拟合和快速傅里叶变换分别接受了 873 个几何筛选后单次沉积中的 873 个和 855 个。在 855 个共同事件中，到达时间间隔的均方根误差分别为 0.180 和 0.222 毫秒。数值深度标定在 848 个共同事件上得到的平均 z 残差分别为 0.036 和 0.075 厘米，均方根误差分别为 0.192 和 0.208 厘米。采用采样 CSA 成形时，快速傅里叶变换接受了相同的 855 个波形，直接拟合则接受了 873 个中的 866 个。在由 855 个事件组成的四方共同样本中，固定成形和采样成形下直接拟合的间隔均方根误差分别为 0.180 和 0.217 毫秒。在快速傅里叶变换样本之外，有一个被接受的近读出端直接拟合结果，其间隔误差为 184 毫秒，使所有被接受的采样响应直接拟合结果的均方根误差达到 6.25 毫秒。

采用固定响应时，全径迹拟合在 100 个筛选后的 Geant4 事件中保留了 1,810 个观测到的焊盘中的 1,185 个。事件级深度均方根误差的中位数为 0.184 厘米。减去每个事件的蒙特卡罗残差均值后，事件中心化均方根的中位数为 0.102 厘米，可用作径迹相对形状的诊断指标。绝对深度仍受公共事件时间影响。需要通过探测器数据验证，以评估扩散、电子学噪声和焊盘间响应的影响。

关键词：探测器建模与模拟 II、气体探测器、双贝塔衰变探测-
器，时间投影室

目录

1 引言 **1**

2 信号模拟与波形重建 2

2.1 模拟波形2.2 基于快速傅里叶变换的波形反卷积52.3 直接法CSA波形拟合6

3 z 坐标重建 **7**

3.1 电场与离子漂移 73.2 z坐标重建 7

4 重建结果 **10**

4.1 到达时间与z坐标的比较 114.2 三维径迹重建 13

5 讨论与结论 16

1 引言

时间投影室（TPC）已广泛用于无中微子双β衰变（$0\nu\beta\beta$）的搜寻，包括 EXO [1], 、nEXO [2], 、NEXT [3], 和 PandaX-III [4]实验。NνDEx 实验 [5] 提出使用一种含有约 100 kg SeF_6 气体的高压离子型时间投影室，搜寻 ^{82}Se 的 $0\nu\beta\beta$ 衰变。

与传统的电子漂移型时间投影室不同，SeF_6 中由电离产生的电子会通过电子附着被捕获，从而实现负离子输运。如图所示1，假设存在两种离子，带电粒子在 SeF 中电离会产生 SeF_5^-和 SeF_6^-；SeF_6 [6], 与 SeFΔt之间的到达时间差（$v_{SeF_5^-}$）和速度（$v_{SeF_6^-}$、$_5^-$）可用于重建z坐标，而无需外部触发系统。

对于均匀电场，到达时间间隔 $\Delta t = t_6 - t_5$ 与初始的 z坐标之间的关系为

$$z = z_0 + \frac{v_5 v_6}{v_5 - v_6}\Delta t, \tag{1.1}$$

其中，$v_5 > v_6 > 0$ 分别是 SeF_5^- 和 SeF_6^- 的漂移速度大小。在本文中，z 表示 Garfield++坐标的绝对值，数值越大，离读出端越远。读出参考平面位于 $z_0 = 0.051$ 厘米处，因此在此近似下，轴向漂移距离为 $L = z - z_0$。

NνDEx TPC 的另一个重要特点是直接收集负离子电荷载流子，无需雪崩。Topmetal-S 芯片 [7] 已开发完成，用于直接电荷读出，并计划用于 NνDEx TPC 的读出平面。一个涵盖

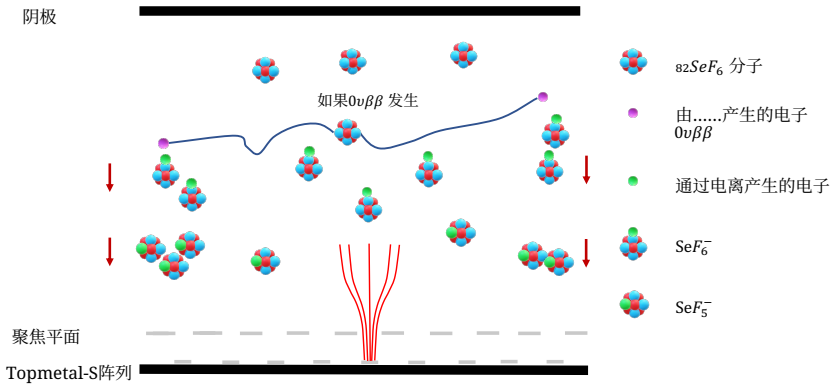


图 1。NνDEx TPC 的概念示意图。聚焦孔不仅可以引导带电粒子，还能提高信号振幅。

SeF 的特性$_6$, 负离子输运以及 Topmetal-S 的电子学响应的仿真框架已开发完成 [8]。

尽管到达时间差提供了一种进行z坐标重建的方法，但直接从读出波形中提取这一信息并非易事。两种离子种类产生的感应电流经过电荷灵敏放大器（CSA）整形，其贡献在最终波形中相互重叠。因此，CSA输出中观测到的特征时间未必直接对应于负离子的物理到达时间。为恢复到达时间差，需要采用适当的波形处理方法。

在本研究中，我们探讨了两种从模拟的电荷灵敏放大器波形中重建负离子到达时间差的方法：基于快速傅里叶变换（FFT）的反卷积和直接波形拟合，具体内容将在第2节介绍。在第3节中，我们随后采用解析恒定漂移速度近似和基于模拟电场的数值校准，利用重建的时间差估算电离源的z坐标。主要目标是评估重建量与蒙特卡罗真值的一致性，包括重建精度、接受度，以及残差对真实源位置的依赖关系。第4 节展示重建结果及其与蒙特卡罗真值的比较。第5 节总结全文。

2 信号模拟与波形重建

2.1 模拟波形

在我们此前的工作中 [8], ，我们开发了一种基于快速傅里叶变换的拟合方法，用于从 Topmetal-S 输出波形中确定有效读出响应的参数。随后，我们使用得到的响应函数，对漂移负离子产生的感应电流的成形过程进行建模。

SeF_5^- 和 SeF_6^- 的感应电流使用 Garfield 进行模拟++ [9]，电场和加权场由 COMSOL 导入 [10]。假定两种物种的电荷分配比例为 1:4。总感应电流表示为

$$I_{\text{total}}(t) = I_{SeF_5^-}(t) + I_{SeF_6^-}(t) \tag{2.1}$$

相应的 CSA 输出波形通过将总感应电流与有效响应进行卷积得到：

$$V_{\text{CSA}}(t) = \big(I_{\text{total}} * f_{\text{eff}}\big)(t). \tag{2.2}$$

$$f_{\text{eff}}(t) = A g\, h_{\tau,n}(t), \qquad h_{\tau,n}(t) = e^n \left(\frac{t}{n\tau}\right)^n e^{-t/\tau} \quad (t > 0), \tag{2.3}$$

其中 $h_{\tau,\,n}(t) = 0$ 适用于 $t \le 0$。该形状具有衰减时间常数 τ、无量纲指数 n，并在 $t = n\tau$处达到连续最大值。在历史 Topmetal-S 脉冲拟合中，卷积模板先除以其正的采样最大值，再应用脉冲幅度 A 和时间偏移 t_0：

$$V_{\text{fit}}(t) = A\,\frac{C(t - t_0)}{\max_k C(t_k)}, \tag{2.4}$$

其中 C 是存储的输入模板与 $g h_{\tau,\,n}$的离散卷积，并通过在 $t - t_0$处插值求得。对于拟合所得的极性，g 的绝对值在分子和分母中相互抵消。因此，拟合可得出脉冲幅度和形状参数。若要确定绝对电荷-电压增益，则需要单独进行标定。

历史分析将每个拟合窗口的名义时长设为 1 s。存档波形文件无法独立确定示波器的采样间隔，因此，实测脉冲拟合中的时间轴遵循这一约定。108 次拟合中，有 106 次通过了波形质量检查。其余两次中，在实测上升沿之前，拟合信号就已相当显著。图 2 展示了一次保留的拟合以及 A、τ 和 n的分布。

模拟中使用的固定 CSA 模型具有 $\tau = 143.0895$ 毫秒、$n = 0.2128095$、$A = 0.7782005$ 和 $g = -1.72905$。带符号系数 g 用于设定标称尺度和极性，而 CSA 输出以任意响应单位表示。离散实现采用零填充线性卷积、逆 FFT 归一化，并乘以模拟采样间隔。模拟波形包含 20,000 个采样点，采样间隔为 0.5 毫秒，覆盖 10 秒。

对于响应失配研究，从每个焊盘保留的 106 个拟合结果中有放回抽样，均匀抽取一个联合三元组（A_j，τ_j，n_j），并用其对两种离子电流进行整形。将三元组共同抽取可以保留拟合参数之间的相关性。令 $p(\tau,\ n)$ 表示在模拟采样间隔下采样的 $h_{\tau,\,n}$ 的最大值。用于整形的振幅为 $A_j\,p(\tau_{\text{nom}},\ n_{\text{nom}})/p(\tau_j,\ n_j)$，其中下标 nom 表示固定 CSA 模型。该处理校正了核函数有限采样导致的相对脉冲高度偏差。带符号系数 g 保持固定。

图 3 展示了在 z =90.5 厘米处单次沉积产生的感应电流和 CSA波形，这些波形采用图 2（a）中的测试脉冲拟合响应进行整形。第 4 节中的 FFT–Direct 基准测试使用固定 CSA响应生成波形。

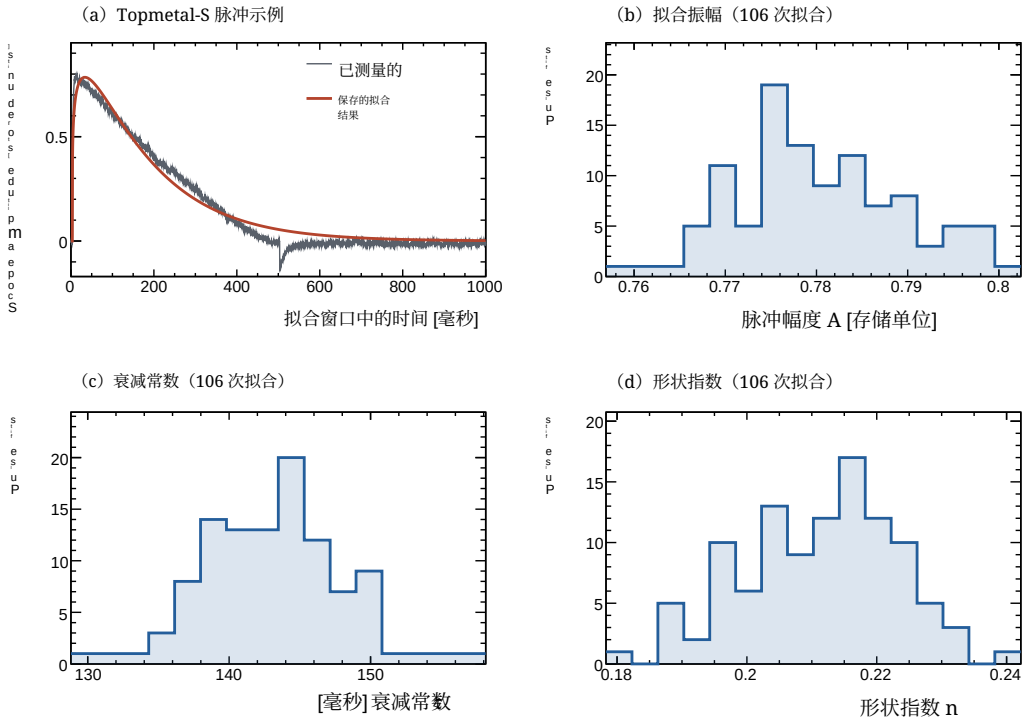


图2。（a）示例 Topmetal-S 测试脉冲及其基于FFT的卷积拟合。横轴遵循历史拟合窗口约定。测量轨迹以32个采样点为一组进行平均后显示。（b）–（d）为106个保留拟合结果的拟合振幅 A、衰减常数 τ 和形状指数 n 的分布。

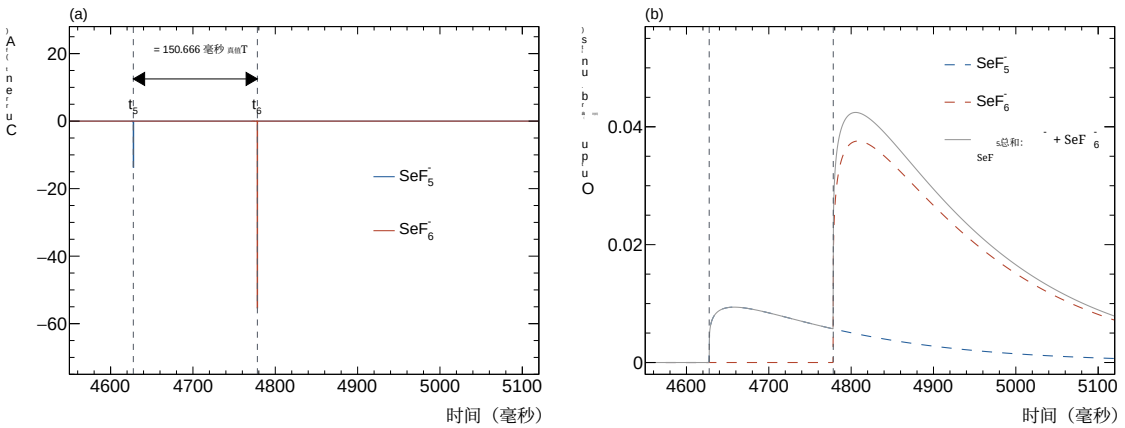


图3。（a）示例沉积产生的模拟 SeF_5^- 和 SeF_6^- 感应电流。虚线标示蒙特卡罗到达时间。（b）CSA分量及其总和，使用图2（a）中的拟合响应进行成形。

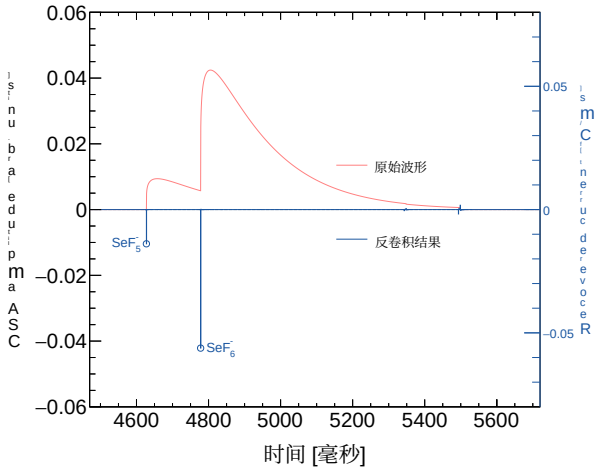


图4。图3所示示例的CSA波形总和及通过FFT反卷积恢复的有符号电流。采用标称响应对采样响应波形进行反卷积。标记指出两个负电流峰。3。

2.2 基于FFT的波形反卷积

采用基于FFT的反卷积方法，从模拟CSA输出波形中恢复感应电流特征。该流程包括波形预处理、电流恢复、峰值识别和到达时间提取。

首先，使用每个波形前 200 个采样点的中位数估算基线，并将其从记录信号中扣除。还检查了基线区域内是否存在活动，以及采集窗口末端附近是否存在显著的残余信号。

使用式（2.3）中的标称CSA响应对基线扣除后的波形进行反卷积，即使该波形是使用采样响应生成的，也采用此方法。采用了带有 $\rho = 10^{-12}$ 的正则化快速傅里叶变换反演。通过零填充避免循环卷积伪影，并保留原始 20,000 个采样点范围内恢复的电流。图4 展示了图3中示例的恢复电流特征。

候选峰的高度和突出度均须超过主导负电流峰的 5%，且峰索引间隔至少为三个采样点（1.5 毫秒）。较早和较晚的特征分别指定为 SeF_5^- 和 SeF_6^-。每个特征的时间 c_i 取峰值采样点及其相邻两个采样点的电荷加权质心，如图5所示。重建到达时间为 $t_i^{\mathrm{rec}} = c_i + b_i$，独立校准的偏移量$b_5 = 0$。239558毫秒和 $b_6 = 0$。357868 毫秒。对于此示例，未校正的质心间隔为 150.506 毫秒，校正后的间隔 Δt_{rec} 为 150.624 毫秒。相应的蒙特卡洛间隔为 150.666 毫秒。

只有在识别出两个有效电流特征且满足波形质量标准时，才接受重建的到达时间差。不符合这些要求的波形则保留为未解决案例。随后使用接受的到达时间差进行 z 坐标重建。

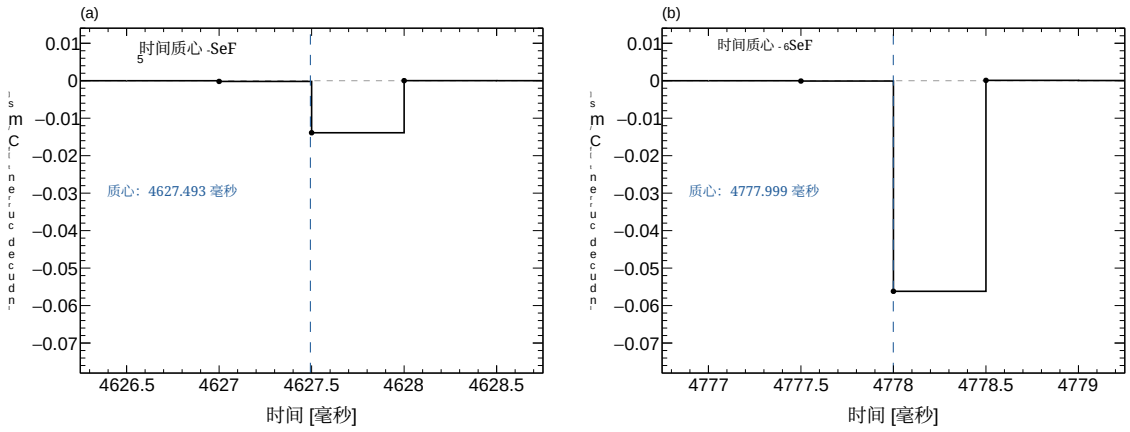


图5。(a) SeF_5^- 和 (b) SeF_6^- 的三采样点质心。标记表示参与各质心计算的采样点，虚线表示未经校正的质心时间。二者间隔为 150.506 毫秒。应用依赖物种的偏移量后，重建得到的到达时间间隔为 150.624 毫秒。

2.3 直接法电荷灵敏放大器波形拟合

除基于快速傅里叶变换的反卷积外，我们还开发了一种直接波形拟合方法，用于从模拟的电荷灵敏放大器输出中提取 SeF_5^- 和 SeF_6^- 之间的到达时间差。该方法不恢复感应电流，而是使用两个独立模拟的离子信号模板的组合来拟合观测波形。

为构建波形模板，准备了一个包含 12 个独立模拟事件的库。对于每个事件，SeF_5^- 和 SeF_6^- 各自的电荷灵敏放大器响应均分别保存。每个模板均按其正峰值振幅归一化，其时间轴则以相应的模拟离子到达时间为基准。目标事件本身未用于构建其拟合模板。

总电荷灵敏放大器波形建模为

$$V_{\mathrm{fit}}(t) = A_5 T_5(t - t_5) + A_6 T_6(t - t_6) + B, \tag{2.5}$$

其中，T_5 和 T_6 分别为 SeF_5^- 和 SeF_6^- 的归一化电荷灵敏放大器波形模板。参数 A_5 和 A_6 用于调整两个分量的振幅，t_5 和 t_6 决定它们的时间位置，B 表示恒定基线。

通过识别观测波形中超过其峰值振幅 10^{-5} 的区域来选定拟合区间，并在记录的时间边界允许的范围内，将区间两侧各延伸 1000 毫秒。原始波形未进行重采样。

对于每个目标事件，均测试了全部 12 对模板。为降低对初始参数值的依赖，每对模板采用 11 组初始配置，因此每个事件进行了 132 次优化尝试。初始值根据观测波形特征和相应的模板形状确定，未使用目标事件的到达时间真值。

拟合参数使用MIGRAD算法进行优化，随后通过HESSE进行协方差评估 [11]。根据收敛情况、协方差质量、参数边界和物理顺序对候选解进行评估 $t_5 < t_6$。在符合条件的

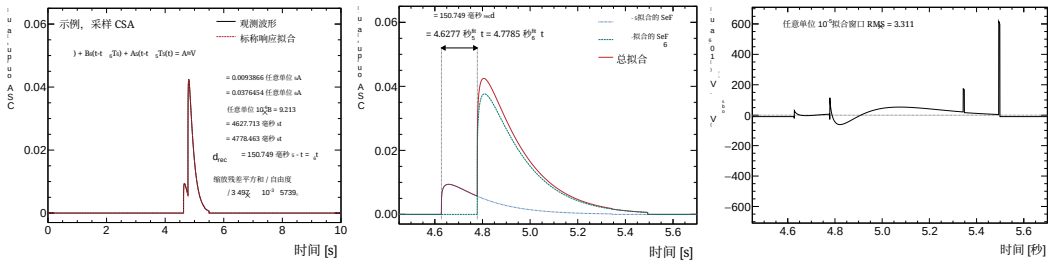


图6。对图4所示的示例波形进行直接拟合。拟合使用标称的CSA模板。各面板显示了完整的10秒观测与拟合结果、拟合得到的SeF_5^-和SeF_6^-的贡献及总拟合结果，以及残差 $V_{\mathrm{obs}} - V_{\mathrm{fit}}$。拟合得到的间隔为150.749毫秒。

解中，选择缩放残差平方和最小的结果。对于到达时间差显著不同但拟合评分相近的竞争解，则将其标记为有歧义。

重建的到达时间差计算如下：

$$\Delta t_{\mathrm{rec}} = t_6^{\mathrm{fit}} - t_5^{\mathrm{fit}}. \tag{2.6}$$

图6 展示了对快速傅里叶变换示例中使用的同一采样响应波形进行直接拟合的结果。拟合使用标称的CSA模板。拟合得到的到达时间间隔为150.749毫秒。

3 z坐标重建

3.1 电场与离子漂移

SeF_5^-和 SeF_6^-所使用的约化迁移率分别为 $K_{0,\,5} = 0$。444 和 $K_{0,\,6} = 0$。430 $\mathrm{cm^2\,V^{-1}\,s^{-1}}$ [8]，参考条件为 $T_0 = 273$。15 K 和 $P_0 = 760$ Torr。生产模拟采用 $T = 293$。15 K 和$P = 7600$ Torr （10 atm，即 10。1325 bar）。按照理想气体密度约定，模拟条件下的迁移率为

$$K_i = K_{0,i}\,\frac{T}{T_0}\,\frac{P_0}{P},$$

即 $K_5 = 0$。047650961 和 $K_6 = 0$。046148453 $\mathrm{cm^2\,V^{-1}s^{-1}}$。图 7 中的场图显示，主体区域的标称场强为 404。155 伏特/厘米。由于聚焦结构的作用，靠近读出平面处的电场增强。

图 8显示了模拟得到的漂移时间随初始 z 坐标的变化。在 17 个高度中的每一个高度处，图中均采用了 24 个满足公共焊盘判据的横向起始位置。两种物种的漂移时间都随着 z。的增加而近似线性增加。

3.2 z 坐标重建

在近似均匀的体区电场中，各种离子的漂移速度大小为

$$v_i = K_i E_{\mathrm{bulk}}, \qquad i = 5, 6, \tag{3.1}$$

其中， K_i 是模拟条件下的迁移率， E_{bulk} 是标称体电场强度。

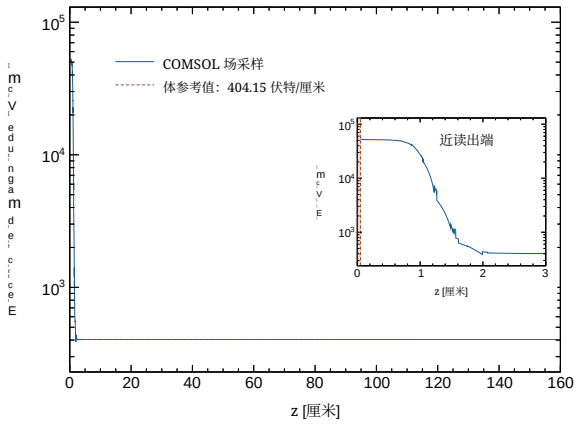


图 7。从 COMSOL 场图得到的 $(x,\ y)\ =(0,\ 0)$ 处沿 z轴 的电场。插图展示了近读出端区域，该区域的电场明显偏离 404。155 伏特/厘米的标称值。

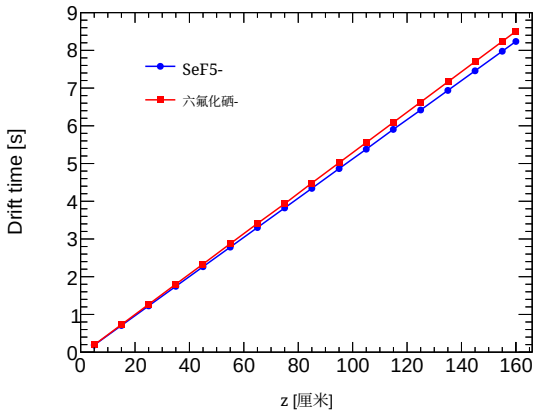


图 8。通过 Garfield++ 模拟得到的 SeF_5^- 和 SeF_6^- 的平均漂移时间随初始z坐标的变化关系。在 17 个采样的 z 位置中，每个位置的平均漂移时间均根据满足通用读出焊盘选择标准的 24 个横向起始位置计算得出。误差条表示这些位置上漂移时间的一个标准差。

使用本次模拟所采用的迁移率，体漂移速度为

$$\begin{aligned} v_5 &= 19.2584\ \mathrm{cm/s}, \\ v_6 &= 18.6511\ \mathrm{cm/s}. \end{aligned} \tag{3.2}$$

在恒定速度近似下，到达时间差与初始 z 坐标的关系为

$$\Delta t = t_6 - t_5 = L\left(\frac{1}{v_6} - \frac{1}{v_5}\right), \tag{3.3}$$

其中 $L\ =\ z\ -\ z_0$ 和 $z_0\ =\ 0$。051 厘米是第++节绝对 Garfield 坐标系中的读出参考点 1。当 L 以厘米为单位，且 v_i 以厘米/秒为单位时，式（3.3）中的为秒。

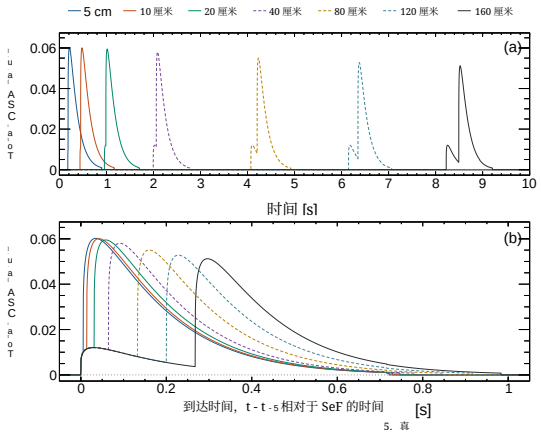


图 9。不同 z坐标下的波形。图 (a) 显示了 0–10 秒内的绝对时间波形，而图 (b) 使用每个独立 SeF_5^- 离子的到达时间作为初始点。

因此，z坐标可以估算为

$$z_{\mathrm{A}} = z_0 + \frac{\Delta t_{\mathrm{rec}}}{1/v_6 - 1/v_5}. \tag{3.4}$$

这里， Δt_{rec} 是根据 CSA波形重建的到达时间差。使用式（3.2）中的漂移速度可得

$$z_{\mathrm{A}}\ [\mathrm{cm}] = 0.051 + 0.591507\,\Delta t_{\mathrm{rec}}\ [\mathrm{ms}] \tag{3.5}$$

该关系为将测得的到达时间差转换为 z坐标提供了解析近似。

为考虑读出端附近的非均匀电场，方法 B 使用 Garfield++在 COMSOL 场图中的输运进行了标定。每对离子具有相同的初始位置和发射时间。在 5 至 160 厘米之间的 17 个初始深度处，每个深度对应的 25 个横向起始位置中，有 24 个满足公共焊盘判据。对于每一对符合条件的离子， Δt 根据 Garfield 输出的模拟漂移结束时间计算得出++。这些输运时间直接用于计算，未经 CSA 成形和波形重建。图9展示了在不同深度下使用固定 CSA 响应生成的代表性波形。

每个深度处的标定值是符合条件的横向起始位置对应的物理到达时间间隔的中位数，

$$\Delta t_{\mathrm{B}}(z) = \mathrm{median}_{(x,y)}\left[t_{6,\mathrm{arr}}(x,y,z) - t_{5,\mathrm{arr}}(x,y,z)\right]. \tag{3.6}$$

标定点采用分段三次 Hermite 插值多项式（PCHIP）进行插值。随后通过数值求逆该关系来重建 z 坐标：

$$z_{\mathrm{B}} = \Delta t_{\mathrm{B}}^{-1}\left(\Delta t_{\mathrm{rec}}\right). \tag{3.7}$$

中位数曲线定义在 5–160 厘米范围内。在性能评估中，反函数仅限于 6.615 至 267.824 毫秒的共同有效间隔区间，该区间由保留的横向位置的间隔范围交集确定。

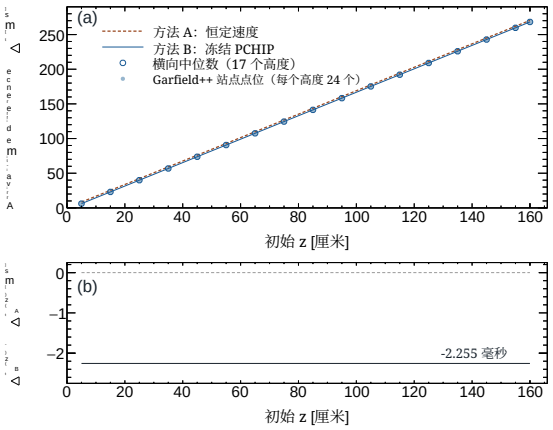


图10。恒定速度近似（方法 A）与数值 Garfield++校准（方法 B）的比较。面板 (a) 显示到达时间间隔随初始 z绝对值的变化，其中包括各个 Garfield++ 漂移末端间隔、各深度处的中位数，以及穿过这些中位数的 PCHIP曲线。面板 (b) 显示相同初始 z下的 $\Delta t_{\mathrm{B}}(z) - \Delta t_{\mathrm{A}}(z)$。

图 10 比较了恒定速度近似（方法 A）与数值校准（方法 B）。在模拟漂移区域内，两种关系的斜率几乎相同。在相同初始 2.255 毫秒处，数值校准预测的到达时间差比恒定速度近似小 z。

对于给定的重建到达时间差，方法 B 得出的深度比方法 A 大约高.334 厘米。这说明将体漂移速度外推至非均匀读出区域的局限性。要确定偏移的物理成因，需要对该区域进行单独分析。

在以下分析中，采用数值校准作为从重建到达时间差到 z坐标的主要映射。保留解析关系，作为评估恒定速度近似影响的参考。

令 $d_{\Delta t}$ 表示采样与固定 CSA 成形之间重建间隔的成对变化，$d_{z,\mathrm{A}}$ 和 $d_{z,\mathrm{B}}$ 表示映射深度的相应变化。那么

$$d_{z,\mathrm{A}}\,[\mathrm{cm}] = 0.591507\, d_{\Delta t}\,[\mathrm{ms}], \qquad d_{z,\mathrm{B}} \simeq \left[\left. \frac{\mathrm{d}\Delta t_{\mathrm{B}}}{\mathrm{d}z} \right|_{z_{\mathrm{B}}^{\mathrm{fixed}}} \right]^{-1} d_{\Delta t}\,.$$

第一个关系由线性标定得出。第二个关系是逆 PCHIP 关系的局部近似，两种重建均限制在支持范围内。在两种成形条件下，快速傅里叶变换使用相同的标称反演核，直接拟合使用相同的标称模板。深度映射也保持固定。因此，对于相同的模拟沉积，这两组配对变化衡量的是改变成形响应所带来的增量效应。

4 重建结果

本节通过将重建量与蒙特卡罗真值进行比较，评估重建性能。我们首先考察单次能量沉积的到达时间差和 z 坐标，随后重建完整的三维径迹。

4.1 到达时间与 z 坐标的比较

第 2 节介绍的到达时间重建方法，使用固定的标称CSA响应生成的模拟单次沉积波形进行了评估。共有 873 个波形符合几何选择标准，并分别采用 FFT反卷积和直接波形拟合进行处理。其中，FFT方法接受了 855 个波形，而直接拟合接受了全部 873 个波形。

图11 比较了重建的到达时间差与对应的蒙特卡罗真值。重建误差定义为 $\delta(\Delta t) = \Delta t_{\mathrm{reco}} - \Delta t_{\mathrm{truth}}$。为确保比较一致，使用两种方法均接受的 855 个波形来评估其定时精度。均值重建误差分别为 +0。118 毫秒（快速傅里叶变换反卷积）和 +0。052 毫秒（直接拟合），对应的标准差分别为0。188 和0。172 毫秒。相应的均方根误差为0。222 和0。180 毫秒。因此，对于共同采样点，直接波形拟合的重建误差更小。

图11(c,d) 中的残差分布更清晰地显示了两种方法之间的差异。采用0。5 毫秒的绝对误差判据，在共同样本中，845 个快速傅里叶变换结果和 854 个直接拟合结果满足该判据。然而，拟合被接受并不一定意味着到达时间差准确。在完整的 873 个直接拟合结果中，有一个事件的残差为 +1。79 毫秒，如图11(c) 所示。这说明，评估重建精度时，应依据模拟到达时间，而不能仅依赖拟合接受标准。

随后将重建的到达时间差转换为 z 坐标，采用第3节所述的方法 A 和方法 B。848 个沉积构成的共同采样集包含由两种时间估计器均接受、且两种深度映射均能给出有效重建位置的事件。图12 展示了 z 重建残差，其定义为 $\delta z = z_{\mathrm{reco}} - z_{\mathrm{truth}}$，并以真实源位置为函数绘制。

采用恒定速度近似（方法 A）时，快速傅里叶变换反卷积的平均 z 残差为 −1.259 厘米，直接拟合的平均 z 残差为 −1.297 厘米，相应的均方根误差分别为 1.273 和 1.311 厘米。应用数值校准（方法 B）后，平均残差的绝对值分别降至 +0.075 和 +0.036 厘米。相应的均方根误差则降至 0.208 和 0.192 厘米。

如图12(c)所示，方法 B 显著减小了重建 z 位置的系统偏差。然而，如图0.194 厘米（快速傅里叶变换）和0.189 厘米（直接拟合）所示，无论采用哪种标定方法，中心标准差仍约为12(d)。这表明，均方根误差的改善主要源于系统位置偏移的校正，而非重建误差离散程度的降低。

结果表明，对于大多数符合条件的模拟单次沉积波形，到达时间差的重建误差可控制在亚毫秒范围内。数值深度标定进一步降低了 z 位置的系统误差。这些结果表征的是在假设的信号和探测器模型下的重建精度，而非实验中可实现的计时精度或空间分辨率。

对成形响应的敏感性。 对于相同的 873 个几何筛选的沉积事件，从实测脉冲库中为每个事件随机抽取一次（种子 1043），并对存储电流进行成形。两种

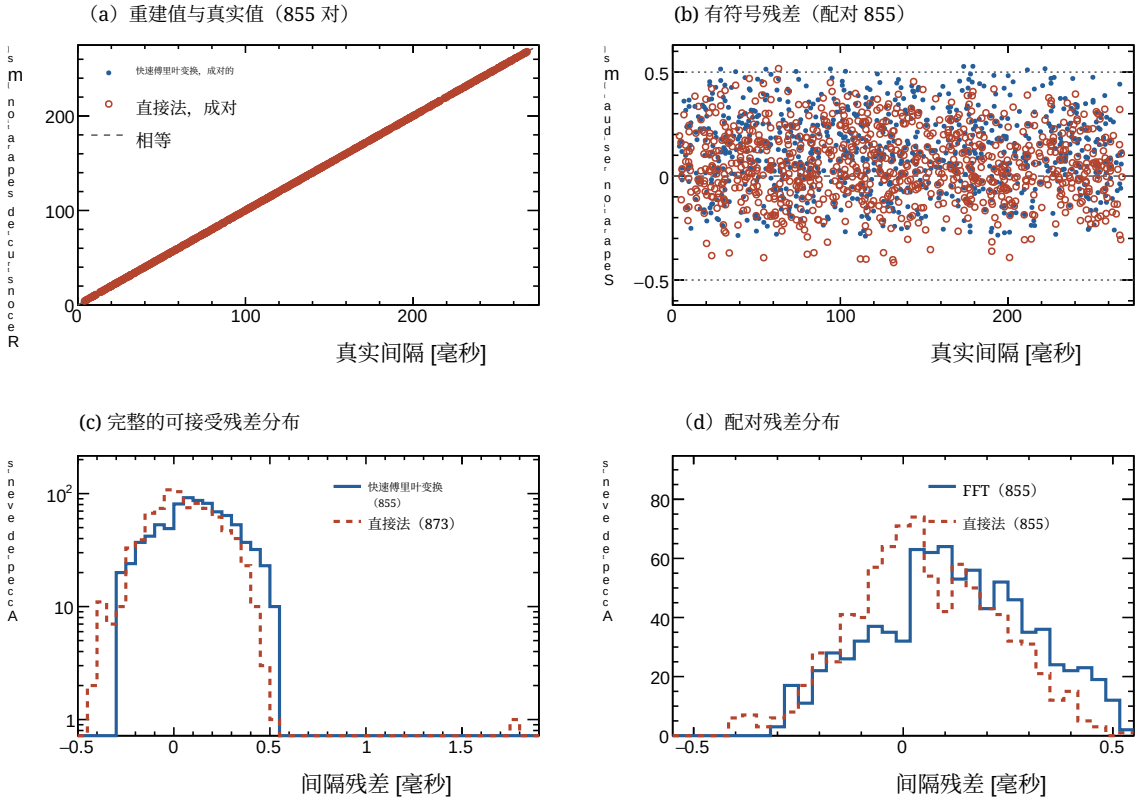


图11。使用固定的标称CSA响应生成的单次沉积的重建到达时间差与模拟到达时间差的比较。（a）两种方法均接受的855个事件中，重建值与真实到达时间间隔的比较。虚线表示相等。（b）相同事件的带符号重建残差与真实间隔的比较。（c）FFT反卷积（855个事件）和直接波形拟合（873个事件）的完整残差分布，采用对数计数刻度显示。（d）855个共同接受事件的残差分布。蓝色和橙色分别表示FFT反卷积和直接波形拟合。（c）中的完整直接拟合分布包含 +1.79毫秒的较大正残差。

估计器均处理相同的采样波形。快速傅里叶变换使用标称核，直接拟合使用标称模板库。在两种成形条件下，快速傅里叶变换均接受相同的 855 个事件（97.94%）。其余 18 个事件未满足触发前静默窗口要求。直接拟合在采样成形条件下保留了 866 个事件（99.20%），在固定成形条件下保留了 873 个事件。未接受的事件中有 7 个拟合结果不明确。这些事件也未通过快速傅里叶变换的触发前检查。表 1 和图 13 比较了四种配置。共同样本包含 855 个定时目标和 848 个深度目标。方法 B 主要降低了两种成形条件下的平均深度偏差。

一个近读出端沉积样本展示了共同样本与全部接收样本之间的差异。其模拟间隔为 0.323 毫秒。对采样波形进行直接拟合得到 184.277 毫秒，并通过了原有的质量筛选。快速傅里叶变换在触发前检查时拒绝了该波形。该事件计入全部采样响应直接拟合定时均方根误差 6.255 毫秒和方法 B 深度均方根误差 3.737 厘米。共同样本上的相应均方根误差分别为 0.217 毫秒和 0.206 厘米。

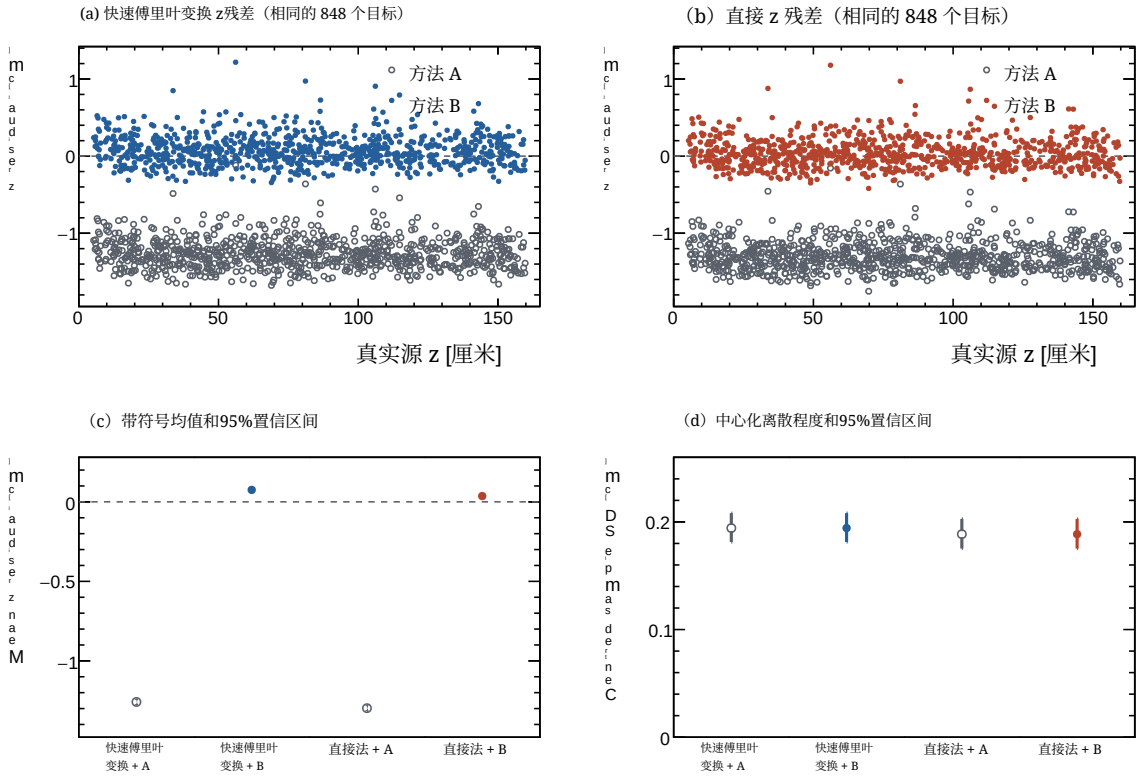


图12。使用固定的标称CSA响应生成的单次沉积的深度重建。(a) FFT 和 (b) 直接法的有符号深度残差随模拟源深度的变化。空心灰色圆圈表示恒定速度校准（方法 A），实心符号表示数值校准（方法 B）。(c) 四种重建组合的平均有符号深度残差，以及 (d) 中心化样本标准差，并附有 95% 配对自助法置信区间。所有组合均使用相同的 848 个单次沉积事件进行评估。

定义配对偏移 $d_i = t_i^{\mathrm{rec}}$，采样 $- t_i^{\mathrm{rec}}$，固定。对于快速傅里叶变换，t_5、t_6及其间隔的均方根偏移分别为 2.766、2.788 和 0。460 μ秒。方法 A 得到的快速傅里叶变换深度偏移均方根为 2。720 μ米，与第 3 节中的线性传播结果一致。方法 B 在 848 个快速傅里叶变换配对样本上得到 2。724 μ米。对于直接拟合，在 866 个配对事件中，三个时间偏移的均方根值分别为 0.166、6.250 和 6.243 毫秒。方法 A 和方法 B 的深度偏移均方根分别为 3.693 厘米和 0.111 厘米。后者使用 848 个配对样本，并排除了这个近读出端离群值，因为其固定响应估计值低于反函数定义域。这些偏移反映了对同一沉积改变成形响应所产生的影响。

4.2 三维轨迹重建

对于一个完整的 Geant4 事件，发生在不同位置的多次能量沉积可能会共同产生由同一读出焊盘记录的信号。由此形成的 CSA 波形包含来自多个电离位置的重叠贡献。完整径迹波形和双离子拟合模板使用固定的标称CSA响应。

表1。固定和采样 CSA 成形的单次沉积结果。第一部分使用各配置在相同的873个输入上的各自结果。其余各行给出了相对于蒙特卡罗真值，在855个共同时间目标和848个共同深度目标上的带符号均值、中心化样本标准差和均方根误差。

数量	快速傅里叶变换，固定	直接法，固定	快速傅里叶变换，采样	直接法，采样
接受的时间	855	873	855	866
有效方法A深度	855	873	855	866
有效方法B深度	848	848	848	849
自身 Δt 均方根误差 [毫秒]	0.221752	0.190166	0.221803	6.254766
自身方法B均方根误差 [厘米]	0.208253	0.191980	0.208273	3.737431
均值 $\delta(t_5)$ [毫秒]	-0.0236	0.0832	-0.0221	-0.0183
标准差 $\delta(t_5)$ [毫秒]	0.1303	0.1229	0.1303	0.1634
均方根误差 $\delta(t_5)$ [毫秒]	0.1323	0.1484	0.1321	0.1644
均值 $\delta(t_6)$ [毫秒]	0.0942	0.1354	0.0957	0.0141
标准差 $\delta(t_6)$ [毫秒]	0.1302	0.1242	0.1303	0.2133
均方根误差 $\delta(t_6)$ [毫秒]	0.1607	0.1837	0.1616	0.2136
均值 $\delta(\Delta t)$ [毫秒]	0.1178	0.0522	0.1178	0.0323
标准差 $\delta(\Delta t)$ [毫秒]	0.1880	0.1725	0.1880	0.2145
均方根误差 $\delta(\Delta t)$ [毫秒]	0.2218	0.1801	0.2218	0.2168
均值 $\delta(z_{\mathrm{A}})$ [厘米]	-1.2585	-1.2974	-1.2585	-1.3093
标准差 $\delta(z_{\mathrm{A}})$ [厘米]	0.1943	0.1886	0.1943	0.2049
均方根误差 $\delta(z_{\mathrm{A}})$ [厘米]	1.2734	1.3111	1.2734	1.3253
均值 $\delta(z_{\mathrm{B}})$ [厘米]	0.0753	0.0364	0.0753	0.0244
标准差 $\delta(z_{\mathrm{B}})$ [厘米]	0.1943	0.1886	0.1943	0.2049
均方根误差 $\delta(z_{\mathrm{B}})$ [厘米]	0.2083	0.1920	0.2083	0.2063

图14 展示了一个典型焊盘上的感应电流及各个 CSA 响应和它们的总响应，并给出了真实源深度处沉积能量的分布。多个深度处的沉积都会对同一个焊盘波形产生贡献。因此，到达时间信息通常无法用一对离子到达时间来表示。重建的目标因此是从完整的 CSA 波形中恢复有效的 z坐标。

通过对每个探测垫上的完整 CSA 波形进行拟合，得到 z 坐标。对于事件e中的探测垫 p，拟合波形和有效深度为

$$\begin{aligned} \widehat{V}_{ep}(t) &= B_{ep} + \sum_{k} q_{epk}\, S(z_{epk}, t - t_{0,e}), \\ z_{\mathrm{eff},ep} &= \frac{\sum_k q_{epk} z_{epk}}{\sum_k q_{epk}}, \qquad q_{epk} \geq 0. \end{aligned} \tag{4.1}$$

其中， S 是深度为z_{epk}时 10 keV 沉积产生的双离子 CSA 模板， q_{epk} 是以模板单位表示的拟合振幅， B_{ep} 是基线。模板涵盖 z = 5–160 厘米。z 坐标分布用单一深度、展宽分布或两个离散深度表示。所有事件探测垫的时间偏移$t_{0,\ e}$均进行联合拟合。横向坐标取焊盘中心。

共享事件时间采用平均焊盘损失进行评估。对于每个焊盘，损失定义为全记录残差平方和除以脉冲峰值平方和

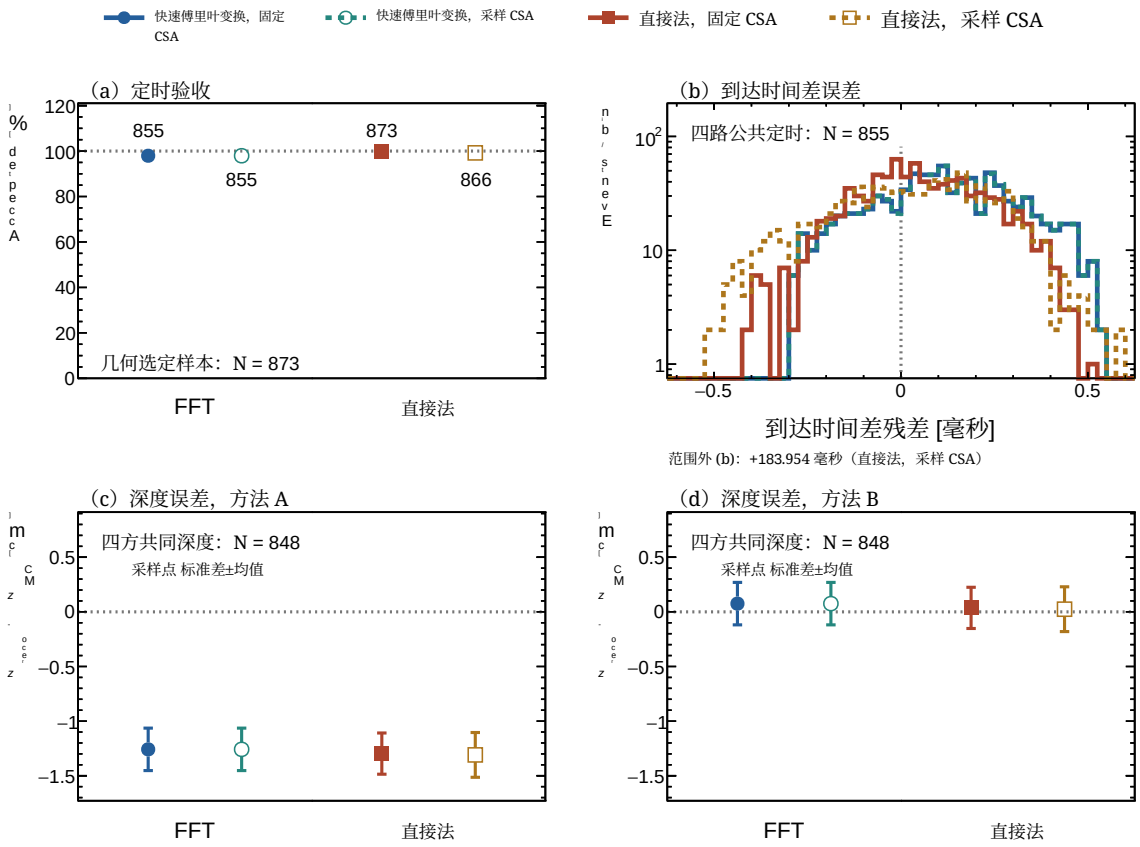


图 13。采用固定和采样 CSA 成形的单沉积重建。(a) 873 个几何筛选输入的定时接受度。(b) 855 个事件的四路公共定时共同时间样本上的分离残差。(c,d) 在所有重建结果和两种映射均有效的 848 个事件中，方法 A 和方法 B 的深度残差均值与中心化样本标准差。近读出端离群值不属于共同样本，因为快速傅里叶变换在触发前检查时将其拒绝。其通过验收的采样响应直接拟合残差计入全样本统计。

信号区域内的采样点数量。该区域从第一个高于脉冲峰值 0.1% 的采样点延伸至最后一个这样的采样点，两侧各留出 50 毫秒的裕量。

若单深度模型满足波形拟合标准，则予以保留。否则，如果损失至少降低 20%，则可用展宽模型替代。若展宽模型未能满足波形拟合标准，则测试双深度候选模型。只有当其相对于当前候选模型至少降低 20% 的损失、两个深度之间至少相隔 1 厘米，且每个深度的拟合权重至少占拟合总权重的 15% 时，才会选用该模型。

若拟合收敛且总振幅为正，信号区域均方根和最大绝对残差分别不超过脉冲峰值的 4% 和 20%，并且各测试备选方案之间的深度范围不超过 2 厘米，则保留该拟合。排除处于共同时间搜索边界上的拟合。蒙特卡罗参考深度 $z_{\mathrm{MC},\ ep}$ 是同时将两种物种路由至该焊盘的沉积源深度的能量加权平均值。

在筛选的连续 105 个 Geant4 事件中，有 100 个满足源选择条件。所有正

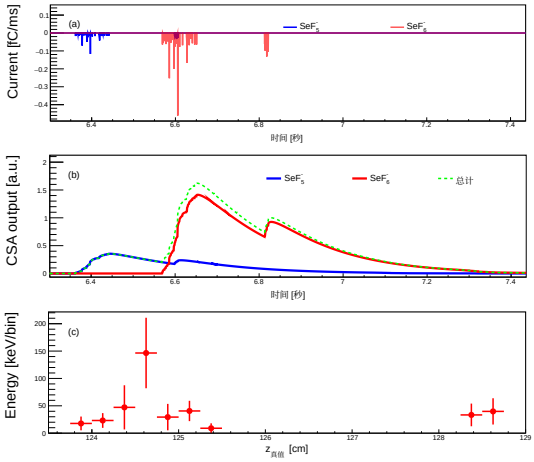


图14。单个读出焊盘由多个能量沉积共同贡献的示例，其中包括感应电流及相应的CSA响应，以及能量沉积。

能量沉积均位于漂移气体中，范围为 $5 \le z \le 160$ 厘米、 $|x|,\ |y| < 50$ 厘米和$0 \le t < 10$秒。每个事件至少跨越两个横向 1 厘米 $\times$ 1 厘米单元，且至少有一个单元包含多个沉积。拟合保留了 1,810 个观测到的焊盘中的 1,185 个（65.47%）。由两种物种导向这些焊盘的沉积，占所选事件总沉积能量的 66.49%。

图15 展示了真实与重建径迹投影的一个示例。在20个观测到的焊盘中，有17个符合拟合质量标准。相对于对应的经过能量加权的Geant4焊盘深度，它们的z位置均方根误差为0.090 厘米。

图 16 展示了重建的 z 残差 $r_{ep} = z_{\mathrm{eff},\ ep} - z_{\mathrm{MC},\ ep}$。事件均方根误差中位数为 0.184 厘米，所有保留探测垫上的均方根误差为 1.287 厘米。有符号残差范围为–3.195 至 +9.731 厘米。减去每个事件的平均残差后，事件均方根误差中位数降至 0.102 厘米。该数量描述了不受平均偏移影响的纵向径迹形状。

5 讨论与结论

对于采用固定响应成形的单次沉积，在两种估计器均接受的采样点上，直接波形拟合得到的时间均方根误差更小。数值深度标定主要改变了共同标定范围内时间—深度关系的截距。这降低了平均深度偏差和均方根误差，同时使中心化残差宽度几乎保持不变。

成对的 FFT到达时间偏移之间的皮尔逊相关系数为 0.981（图17）。公共偏移在 $d_6 - d_5$中会相互抵消。直接拟合的相应相关系数为 0.079。在四路共同时间样本中，直接拟合的相关系数为 0.417，间隔偏移均方根为 187。3 μs。近读出端离群值主导了完整直接拟合成对样本的间隔偏移均方根。FFT方法B的偏移均方根为 2。724 μm，衡量不同成形条件之间的变化。0.208 厘米的均方根误差衡量相对于蒙特卡罗真值的误差。该测试涵盖了单次设定分配下保留的脉冲拟合所代表的响应变化，同时固定了两种重建流程。测试中未考虑电子学噪声和扩散。

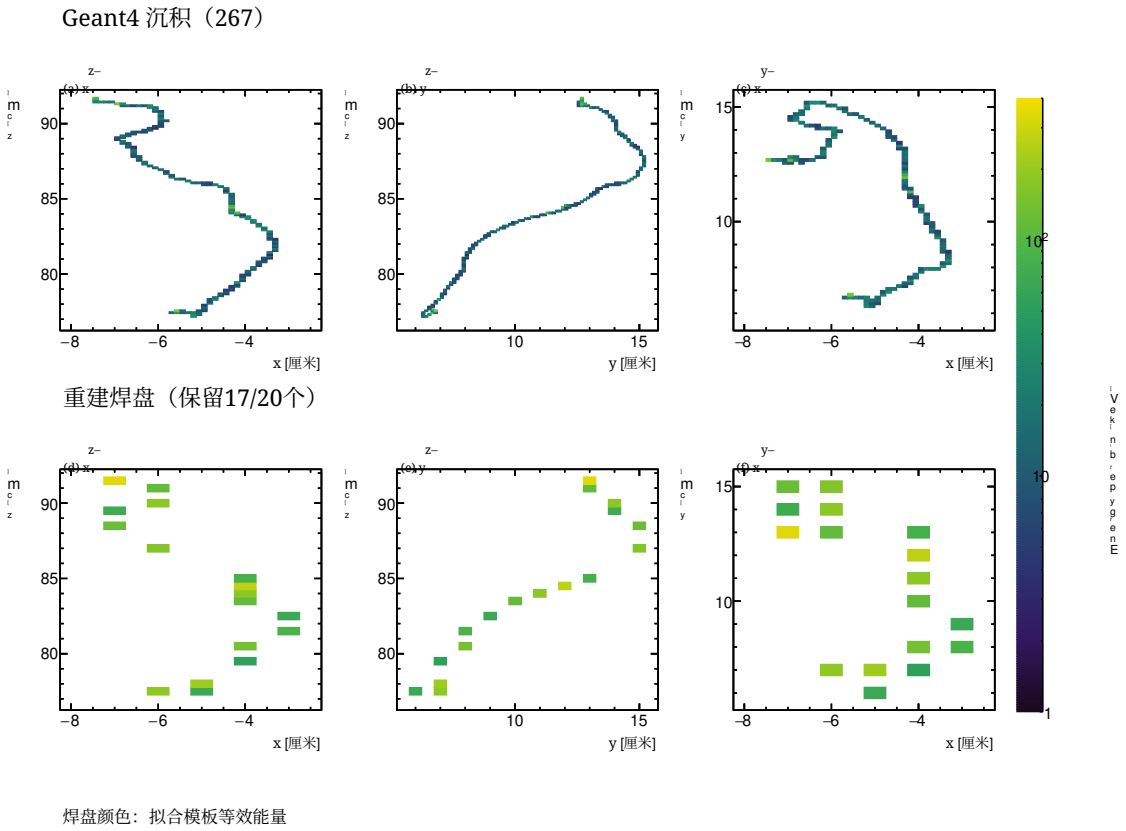


图15。示例 Geant4 事件在 (x)–(z)、(y)–(z) 和 (x)–(y) 平面上的径迹投影。面板 (a)–(c) 展示了全部267个 Geant4 步进在 (0.125 厘米 × 0.125 厘米) 分箱中的沉积能量。面板 (d)–(f) 展示了保留的17个焊盘位置在 (0.5 厘米 × 0.5 厘米) 分箱中的分布，并以拟合模板等效能量加权。所有面板共用以每箱 keV 为单位的对数能量标度。

对于完整径迹，主要限制在于公共事件时间与绝对深度之间的耦合。拟合事件时间的偏移可以通过沿漂移方向移动重建径迹来补偿，而波形残差或探测垫的相对位置几乎不会改变。这解释了为什么有些事件的中心化深度误差虽小，绝对偏移却很大。中心化残差评估相对纵向形状，而未中心化残差则决定径迹在探测器中的定位精度。独立的事件时间约束有助于区分不同的绝对深度解。

总之，模拟的 Topmetal-S 波形支持对单次沉积进行到达时间差重建，并支持对完整径迹的相对纵向结构进行焊盘级重建。采用采样成形保留了快速傅里叶变换接受度，并揭示了在固定筛选规则下直接拟合的接受度损失。这些结果取决于所假设的离子群体、输运模型和波形筛选。需要通过探测器信号测量，确定扩散、电子学噪声以及相邻焊盘的响应会如何影响可实现的时间和空间分辨率。

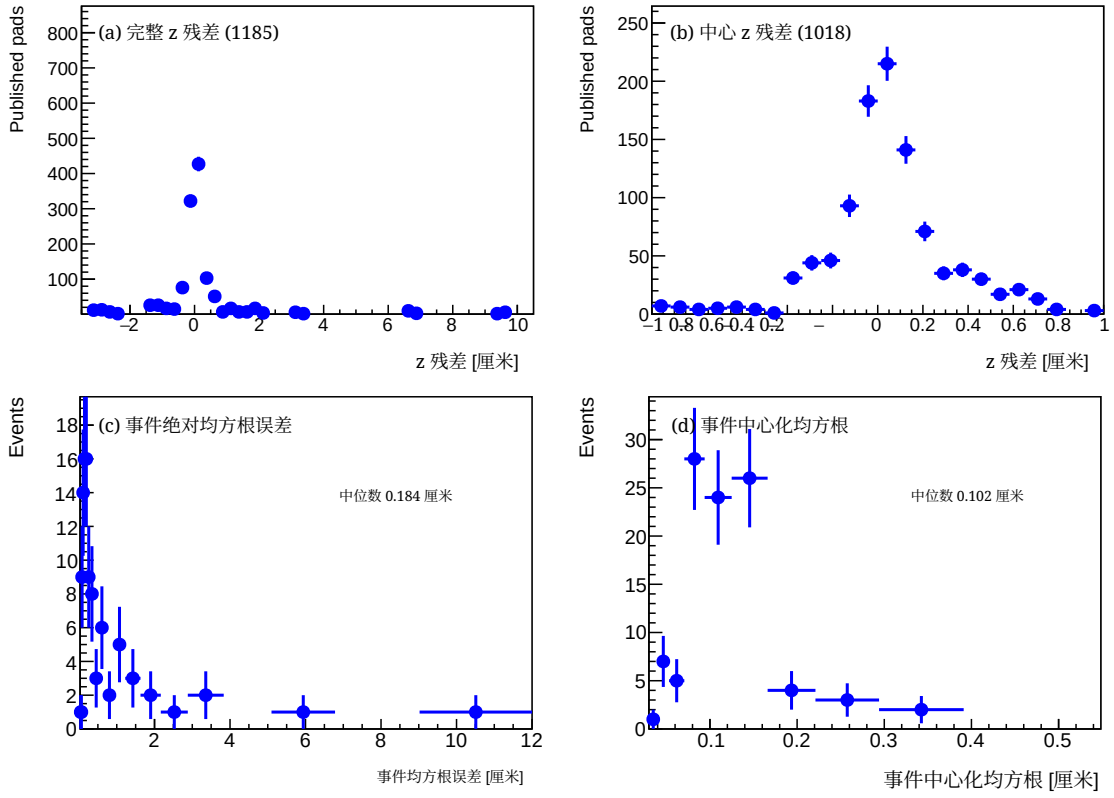


图16。100个事件重建的z坐标残差。（a）1,185个保留探测垫的完整分布，以及（b）中心区间 $|r_{ep}| \leq 1$ 厘米。（c）和（d）分别显示减去每个事件的平均残差前后的事件均方根误差。

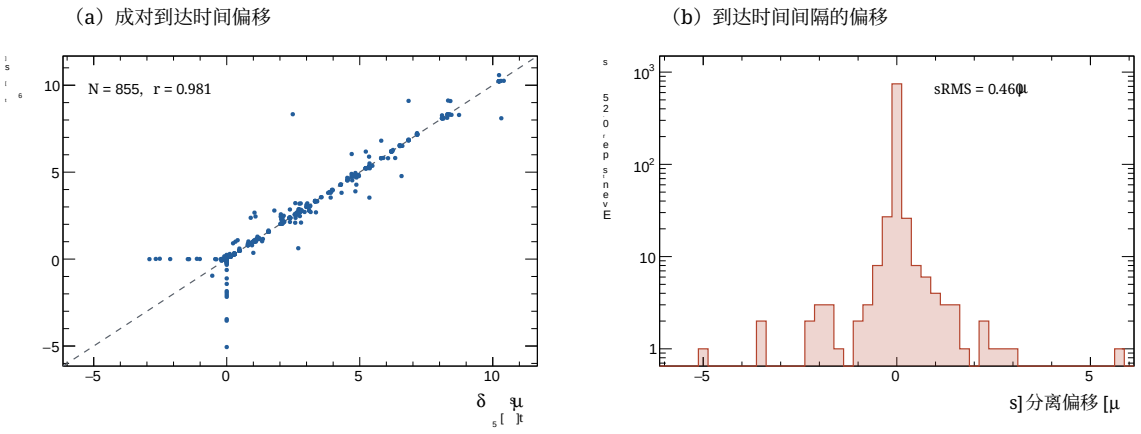


图17。两种条件下均被接受的855个事件中，快速傅里叶变换计时估计的成对变化，定义为采样 CSA 成形减去固定CSA整形。（a）两个到达时间的偏移。虚线表示相等。（b）两者间隔偏移的分布，采用对数计数刻度。

致谢

参考文献

[1] M. Auger, D. J. Auty, P. S. Barbeau，等，“EXO-200探测器，第一部分：探测器设计与建造”，《仪器学报》，第7卷，页码P05010，2012年5月。[2] G. Adhikari, S. Al Kharusi, E. Angelico，等，“nEXO：超越10^{28}年半衰期灵敏度的无中微子双贝塔衰变搜索”，《物理学杂志*G*：核与粒子物理》，第49卷，第1期，页码015104，2022年。[3] P. Novella, M. Sorel, A. Usón, 等，“利用NEXT在气态氙中开展无中微子双贝塔衰变搜索的演示”，《高能物理学杂志》，第2023卷，第9期，页码190，2023年。[4] X. Chen, C.-B. Fu, J. Galan，等，“PandaX-III：利用高压 ^{136}Xe气体时间投影室搜索无中微子双贝塔衰变”，《中国科学：物理学、力学、天文学》，第60卷，第6期，页码061011，2017年。[5] X.-G. Cao, Y.-L. Chang, K. Chen，等，“NνDEx-100概念设计报告”，《核科学与技术》，第35卷，第1期，页码3，2023年。[6] D. R. Nygren, B. J. P. Jones, N. López-March，等，“利用 $^{82}SeF_6$ 和直接离子成像进行无中微子双贝塔衰变研究”，《仪器学报》，第13卷，页码P03015，2018年3月。[7] T. Liang, D. Zhang, H. Wang, C. Gao, J. Liu, X. Sun, L. Xiao, F. Liu, B. You, L. Liu, Y. Yang, and K. Chen，“一种新型电荷传感器在离子探测中的性能及其在高压无雪崩离子时间投影室研发中的应用”，《仪器学报》，第19卷，页码C04004，2024年4月。[8] T. Liang 等，“NνDEx实验模拟与分析框架的开发”，《*Nucl. Instrum. Meth. A*》，第1087卷，页码171439，2026年。[9] H. Schindler and R. Veenhof，“Garfield++—基于电离的径迹探测器模拟”，2018年。[10] S. COMSOL AB，“Comsol Multiphysics v. 5.6..”[11] F. James and M. Roos，“Minuit：用于函数最小化以及参数误差与相关性分析的系统”，《计算物理通讯》，第10卷，页码343–367，1975年。