为提交至 JINST 而准备

利用正交条带高纯锗探测器区分 $0\nu\beta\beta$ 事件与单电子事件的模拟研究

arXiv:2603.01830v1 [physics.ins-det] 2 Mar 2026

Qiuli Zhang[a]、Wenhan Dai[a]、Peng Zhang[a]、Mingxin Yang[a]、Yang Tian[a]、Zhi Zeng[a*]、Yulan Li[a]、Ming Zeng[a]、Hao Ma[a]、Jianping Cheng[b]

[a]清华大学工程物理系及粒子与辐射成像重点实验室（教育部），中国北京 *100084*[b]北京师范大学物理与天文学院，中国北京 *100084*

电子邮箱： zengzhi@tsinghua.edu.cn

摘要：无中微子双贝塔衰变（$0\nu\beta\beta$）为研究中微子质量及其马约拉纳性质提供了灵敏的探针。具有高空间分辨率的正交条带高纯锗探测器，为区分 $0\nu\beta\beta$ 事件与单电子本底提供了一种颇具前景的方法。本研究开发了一个模拟框架，用于评估此类探测器的判别性能。该框架结合 Geant4 模拟与数值-解析混合方法，对电荷云动力学进行建模。研究还采用双分支卷积神经网络（CNN）提取拓扑特征，以进行事件分类。我们定量评估了探测器几何结构对判别性能的影响。当晶体厚度固定为 15 mm 时，随着条带间距从 0.1 mm 增至 0.5 mm，本底剔除效率从 79.5% 降至 59.0%。对于 0.25 mm 的条带间距，20 mm 的晶体厚度在全能峰（FEP）效率与判别能力之间取得了平衡，因此是最优选择。结果表明，正交条带高纯锗探测器能够有效抑制单电子本底，并为 ^{76}Ge $0\nu\beta\beta$衰变搜索中的探测器设计提供定量指导。

关键词：高纯锗探测器、无中微子双贝塔衰变、本底抑制、蒙特卡罗模拟、电荷云动力学

目录

1 引言 **1**

2 蒙特卡洛模拟框架 **2**
2.1 基本模拟设置 22.2 电荷云建模 4

3 事件甄别方法 **5**
3.1 数据集准备与预处理 53.2 使用卷积神经网络进行分类 7

4 结果与讨论 **8**
4.1 卷积神经网络甄别性能 84.2 条带间距对甄别性能的影响 84.3 晶体厚度对甄别性能的影响 9

5 结论 **11**

1 引言

无中微子双贝塔衰变（$0\nu\beta\beta$）是确定中微子质量绝对尺度并验证中微子马约拉纳性质的重要探针 [1]。 ^{76}Ge 是一种极具潜力的候选同位素，GERDA、MAJORANA 和 CDEX 等实验均采用该同位素 [2–4], ，这得益于高纯锗（HPGe）探测器技术的成熟；此类探测器具有优异的能量分辨率和较低的本底。然而， $0\nu\beta\beta$ 事件极为罕见，因此需要超低本底环境。本底抑制面临的一项重大挑战是单电子事件 [5–7], ，它们源自内部宇宙成因放射性同位素 β衰变或外部伽马射线康普顿散射。这些事件沉积的能量接近 ^{76}Ge Q值（2039 千电子伏），其径迹长度与 $0\nu\beta\beta$ 信号相近。

在传统的单电极高纯锗探测器中，本底抑制通常依赖脉冲形状分析（PSA），例如 A/E方法 [8, 9], ，它能有效地区分单点事件（SSE）和多点事件（MSE）。然而，由于缺乏空间分辨率， $0\nu\beta\beta$ 和单电子事件通常都被归类为单点事件。从理论上讲， $0\nu\beta\beta$ 事件会发射两个电子，在径迹两端形成两个布拉格峰；而单电子事件则形成一条仅有一个布拉格峰的径迹。利用这些拓扑差异进行本底排斥，需要探测器具备较高的空间分辨率，而单电极高纯锗探测器并不具备这种能力。

正交条带高纯锗探测器 [10–12], 的相对表面上设有相互垂直的条带电极，在伽马射线天文学等领域展现出良好的能量和空间分辨率

和医学成像 [13, 14]中表现出色。然而，它们在 $0\nu\beta\beta$ 搜索中的应用尚未得到探索。细间距条带电极提供的精确二维位置信息，为根据径迹拓扑区分 $0\nu\beta\beta$ 事件与单电子事件提供了巨大潜力。

然而，正交条带高纯锗探测器的判别性能从根本上受到电荷云展宽的限制。载流子向电极漂移时，初始电荷云会因热扩散和库仑斥力而扩展，从而可能模糊原始径迹的拓扑特征。电荷云动力学的建模主要有两种方法：解析计算 [15, 16]和完整数值模拟。解析模型的计算速度很快，但无法考虑电子径迹上不同电离簇之间的库仑斥力；对于 MeV 量级事件，这种斥力的影响十分显著。使用 SolidStateDetectors.jl 等工具进行完整数值模拟 [17] 可以纳入漂移、扩散和库仑斥力，但对于 MeV量级 $0\nu\beta\beta$ 事件而言，计算开销大到难以承受。

在本研究中，我们开发了一种数值-解析混合方法来模拟电荷云动力学，并研究了正交条带高纯锗探测器中 $0\nu\beta\beta$ 和单电子事件的拓扑特征。基于这些拓扑差异，我们采用双分支卷积神经网络（CNN） [18] 来甄别这些事件。此外，我们还定量评估了探测器几何结构对判别性能的影响。本文其余部分安排如下：第 2 节介绍模拟框架，第 3 节阐述事件甄别方法，第 4 节展示结果并讨论探测器几何结构的影响，第 5 节总结全文。

2 蒙特卡罗模拟框架

2.1 基本模拟设置

本研究所考察的正交条带高纯锗探测器由一个直径为 80 mm、厚度为 15 mm 的圆柱形晶体构成，如图 1所示。顶面和底面上的电极被分割为间距为 0.25 mm 的正交条带，分别提供沿 X 和 Y 方向的位置灵敏度。在模拟中，假设每条条带收集其间距宽度范围内的电荷。

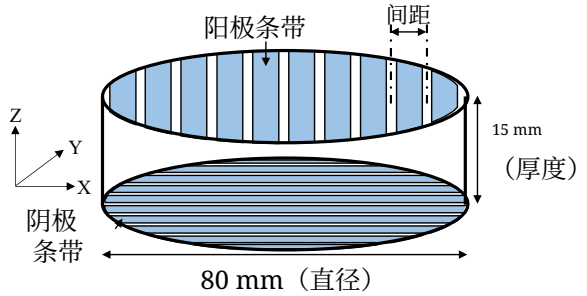

图1。正交条带高纯锗探测器示意图。晶体直径为80毫米，厚度为15毫米，顶面和底面均制作有正交条带电极。图中条带的数量和间距仅作示意，并非按比例绘制。

为评估探测器几何结构对判别性能的影响，本研究考察了两个关键参数：晶体厚度和条带间距。晶体厚度以 5 mm 为步长，从 5 mm 变化至 40 mm。下限的选择是为了确保足够的全能峰（FEP）效率，而上限则由完全耗尽的要求决定。针对每种厚度，调整偏置电压，使平均电场保持恒定在约 800 V/cm。为了区分 $0\nu\beta\beta$与单电子事件之间亚毫米尺度的拓扑差异，本研究考察了 0.1 mm、0.25 mm 和 0.5 mm 的条带间距。文献 [11], 中展示的高分辨能力对应于 0.25 mm 的间距， [19] 而 0.1 mm 和 0.5 mm 的间距分别代表理想化的精细分段方案和更实用的制造选项。

信号事件（$0\nu\beta\beta$ 衰变的 ^{76}Ge）使用 BxDecay0 软件包生成 [20]。如图2所示，模拟得到的单个电子能谱呈钟形分布，峰值约为 2039 千电子伏的一半。两个电子的角分布以张角 θ为特征，在 $\theta = 120°$ [6, 21]处达到峰值，表明背对背发射更为常见。对于本底模拟，生成了初始动能为 2039 千电子伏的单电子事件。两类事件均 $0\nu\beta\beta$ 在整个探测器体积内均匀分布。

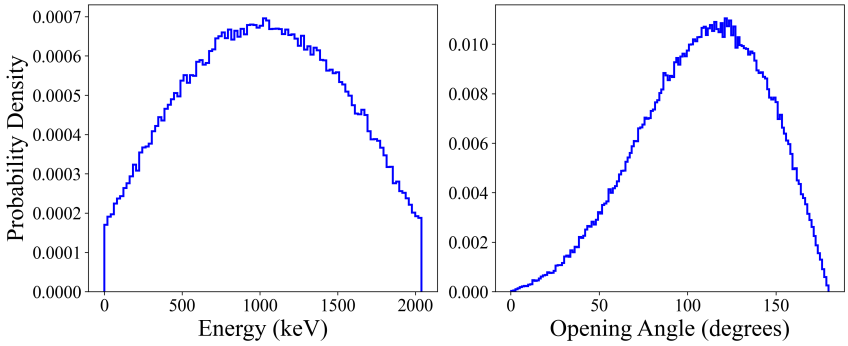

图 2。由 BxDecay0 生成的 $0\nu\beta\beta$ 事件中，单个电子的模拟能谱（左）以及两个电子的角分布（右）。

使用 Geant4（版本 4.11.2） [22], 并采用 G4EmStandardPhysics_option4 [23] 物理过程列表，模拟锗晶体中的粒子相互作用，以准确计算低能电子相互作用。粒子产生程切设为 1 μm，以精确追踪电子轨迹。每个事件的 Geant4 模拟输出由一组 N 离散相互作用点构成，记为 $\mathbf{\Omega}$:

$$\mathbf{\Omega} = \{(x_i, y_i, z_i, \Delta E_i)\}_{i=1}^{N} \tag{2.1}$$

其中 $(x_i,\ y_i,\ z_i)$ 为空间坐标，而 ΔE_i 表示每个相互作用步骤中的沉积能量。图 3 展示了一个典型 $0\nu\beta\beta$事件和单电子事件中这些相互作用点的模拟空间分布。这些数据作为电荷云建模的输入。

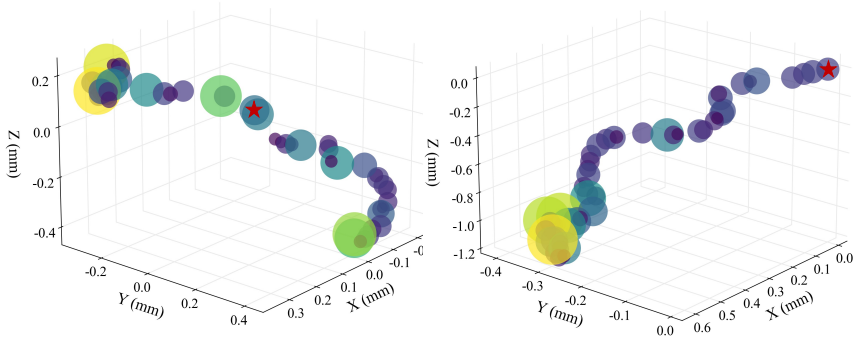

图 3。 $0\nu\beta\beta$ 事件（左）和单电子事件（右）的能量沉积空间分布。红色星号表示位于 (0,0,0) 的初始顶点。标记的大小和颜色（从紫色到黄色）随每个相互作用步骤的沉积能量 (ΔE_i) 变化。

2.2 电荷云建模

为兼顾物理精度与计算效率，我们采用数值-解析混合方法对电荷云动力学进行建模。对于每个事件，将从 Geant4 获得的离散相互作用点视为一组宏粒子。对这些宏粒子的漂移和相互库仑斥力进行数值模拟，同时对每个宏粒子的内部扩展进行解析建模。图 4 示意说明了电荷云团演化，展示了漂移、库仑斥力、扩散以及由此在电极表面产生的电荷共享的综合作用。模拟步骤如下：

1. **宏粒子初始化：**对于每个事件，将从 Geant4 获得的离散相互作用点（x_i、y_i、z_i、$E_{dep,i}$）实例化为 N 个宏粒子（电子和空穴云），其中 N 通常为数十个至近百个。每个宏粒子代表一个局域化的初始电荷云。

2. **漂移与斥力模拟：**使用 SolidStateDetectors.jl 模拟这些宏粒子的运动轨迹。模拟考虑了宏粒子在外部电场作用下的漂移，以及不同宏粒子之间的相互库仑斥力；后者决定了电荷云集合的整体扩展。记录宏粒子到达电极时的最终位置和漂移时间（$s_{f,i}$、$t_{drift,i}$）（其中，$s = x$ 表示由顶部电极收集的电子，$s = y$ 表示由底部电极收集的空穴）。

3. **解析扩展与电荷收集：**对每个宏粒子的内部扩展进行了解析建模。当其到达电极时，将每个宏粒子的投影能量分布近似为高斯分布。对于包含 N 个宏粒子的事件，总能量密度 $\rho(s)$ 计算为这些分布的叠加：

$$\rho(s) = \sum_{i=1}^{N} \frac{E_{dep,i}}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left(-\frac{(s - s_{f,i})^2}{2\sigma_i^2}\right) \tag{2.2}$$

其中 $s_{f,i}$ 是第 i 个宏粒子的最终坐标，扩散宽度 σ_i 由 $\sigma_{i,e/h} = \sqrt{2D_{e/h}t_{drift,i}}$ 给出（D 为电子/空穴的扩散系数）。

每个宏粒子内部的自排斥被忽略，因为它相对于热扩散是次要的 [24–26]。能量 E_k 由第 k 条带收集，通过对 $\rho(s)$在条带边界 $[s_k, s_{k+1}]$上积分得到：

$$E_k = \int_{s_k}^{s_{k+1}} \rho(s)ds = \sum_{i=1}^{N} \frac{E_{dep,i}}{2} \left[\mathrm{erf}\left(\frac{s_{k+1} - s_{f,i}}{\sqrt{2}\sigma_i} \right) - \mathrm{erf}\left(\frac{s_k - s_{f,i}}{\sqrt{2}\sigma_i} \right) \right] \tag{2.3}$$

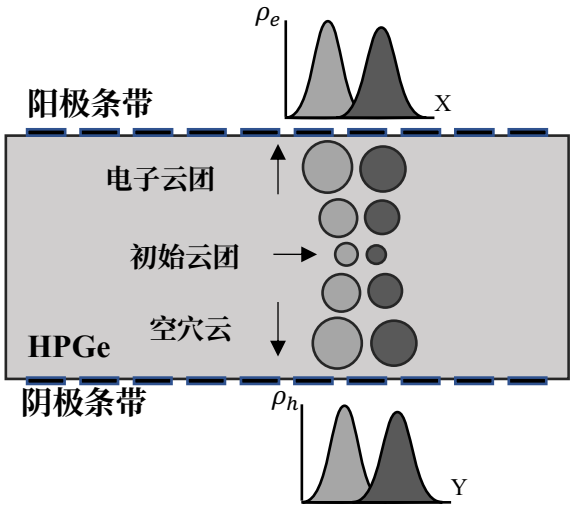

图 4。正交条带高纯锗探测器中电荷云团演化和收集过程示意图。电子和空穴云向相反的电极漂移，并在库仑斥力和热扩散的作用下不断扩展。当云团尺寸变得与条带间距相当时，电荷会在多个电极之间发生共享。为便于说明，图中以非正交方式绘制了阴极和阳极条带。

我们将数值-解析混合方法与使用 SolidStateDetectors.jl 进行的完整数值模拟结果进行对比验证，并将后者作为本研究的基准。如图 5 所示，混合方法得到的能量分布与完整数值模拟结果吻合良好。两种方法之间的残差保持在 10 千电子伏以内，验证了混合模型在模拟电荷输运动力学方面的准确性。此外，该方法显著提高了计算效率，每个事件仅需数秒，而完整数值模拟则需要数小时。对于每个模拟事件，我们将条带读出记录为两个向量 $\mathbf{E}^{\mathrm{top}}$ 和$\mathbf{E}_{\mathrm{bottom}}$，作为后续基于卷积神经网络的拓扑分类的输入。

3 事件甄别方法

3.1 数据集准备与预处理

用于$0\nu\beta\beta$和单电子事件的数据，均采用第2节所述的模拟框架生成。从正交条带收集的能量被提取为两个一维向量，$\mathbf{E}^{\mathrm{top}}$ 和$\mathbf{E}_{\mathrm{bottom}}$。随后对这些向量进行如下基于卷积神经网络的分类处理：

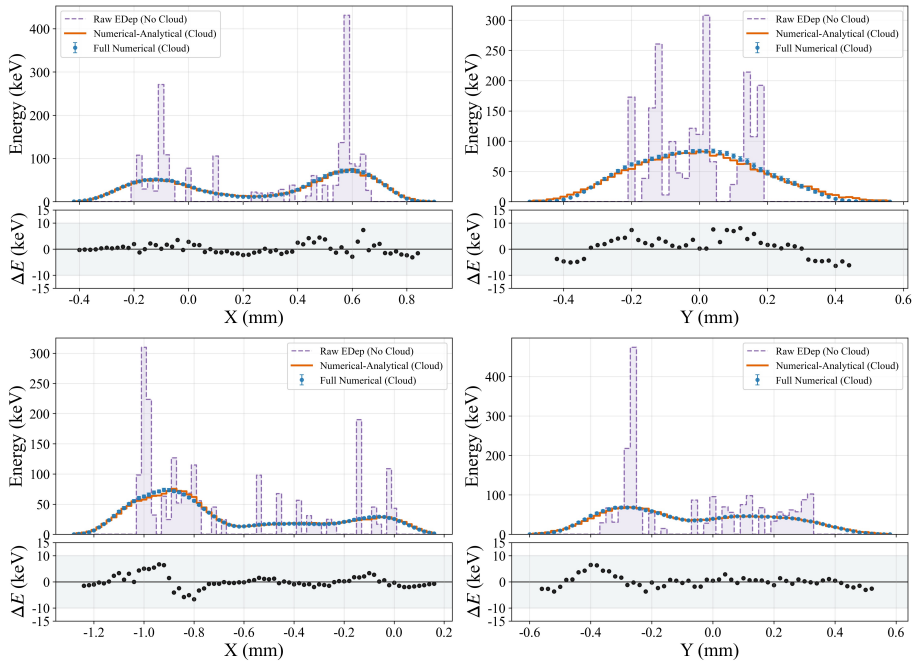

图5。将数值-解析混合方法与完整数值模拟进行对比验证。沿x轴投影的顶部电极收集的电子能量分布（左），以及沿y轴投影的底部电极收集的空穴能量分布（右）。上排显示典型的 $0\nu\beta\beta$ 事件，下排显示单电子事件。每个面板中，Geant4给出的初始能量沉积（浅紫色虚线）与混合方法（橙色曲线）和完整数值模拟（蓝色点，误差棒表示多次运行所得的均值和标准差）进行比较。相对标准差保持在10%以内，表明这些MeV量级事件的电荷收集具有良好的统计稳定性。下方各面板显示残差（黑点）和 ±10 千电子伏带（阴影区域）。

事件筛选 为考虑电子噪声，对每个条带应用了 1 keV 的读出能量阈值。只有沉积能量超过该阈值的条带才会被记录为有效击中。进一步筛选事件，要求两个读出平面上的总重建能量落在2039 ± 3 keV 能窗内，该能窗对应于 $0\nu\beta\beta$ 衰变的感兴趣区域（ROI）。

特征工程 为统一卷积神经网络的输入，将能量向量$\mathbf{E}^{\text{top}}$ 和$\mathbf{E}_{\text{bottom}}$ 映射为长度固定为32个元素的向量，以覆盖最大投影径迹长度。记录的能量置于每个向量的中心，其余位置以零填充：

$$\mathbf{E}_{\text{top/bottom}} = [0, \ldots, 0, E_i, E_{i+1}, \ldots, E_j, 0, \ldots, 0] \tag{3.1}$$

数据集划分随机选取每类 35,000 个事件构成平衡子集，并按 80:20 的比例划分为训练集和测试集。

区分 $0\nu\beta\beta$ 和单电子事件，依赖于它们不同的拓扑特征，如图5所示。 $0\nu\beta\beta$ 信号在其能量分布中通常呈现出具有特征性的双团块拓扑，而单电子事件则呈现单团块结构。这些拓扑差异构成了基于卷积神经网络的分类的物理基础。

3.2 使用卷积神经网络进行分类

采用双分支卷积神经网络架构，根据正交条带采集的能量对 $0\nu\beta\beta$ 事件和单电子事件进行分类。网络通过两个并行分支分别处理独立的顶部和底部能量向量，如图6所示。架构和训练过程如下所述：

特征提取分支 每个分支通过三个卷积层（分别包含16、32和64个滤波器）处理能量向量，卷积核尺寸分别为7、5和3。每个卷积层均采用ReLU激活，并在其后进行批归一化。随后，通过全局平均池化将提取的拓扑特征聚合为紧凑向量。

融合模块 将两个分支生成的向量拼接后输入全连接层。为防止过拟合，采用Dropout，并通过Sigmoid函数生成最终分类分数。

训练流程 模型采用 TensorFlow/Keras 实现，并使用 Adam优化器进行训练，初始学习率为 0.0005，损失函数为二元交叉熵损失函数。训练过程中采用早停准则进行监控，耐心值设为 12 个训练轮次，以减轻过拟合。模型性能通过受试者工作特征曲线下面积（ROC-AUC）进行评估。

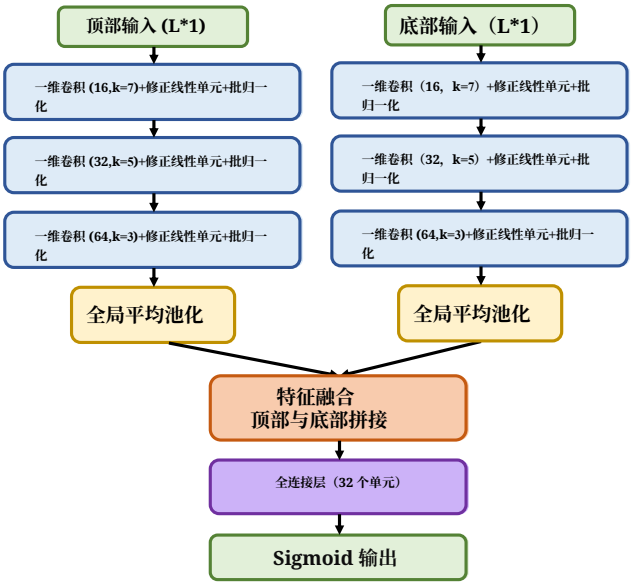

图6。用于事件判别的双分支卷积神经网络架构。独立的特征提取分支处理顶部和底部条带的能量向量，随后由融合模块组合提取的特征，以进行最终分类。

4 结果与讨论

4.1 卷积神经网络甄别性能

基线探测器配置（厚度为 15 mm，条带间距为 0.25 mm）下双分支卷积神经网络的性能如图所示。7。网络响应分布显示， $0\nu\beta\beta$ 事件与单电子事件之间具有良好的区分度。柯尔莫哥洛夫-斯米尔诺夫（K-S）检验得到的 p值为 0.561，表明训练样本与测试样本吻合良好，且没有明显的过训练。模型的 AUC 为 0.840；在信号效率固定为 80.0% 时，本底抑制率为 74.6%。这些结果证实，所提出的卷积神经网络架构能够有效提取区分$0\nu\beta\beta$ 事件与单电子事件所需的拓扑特征。

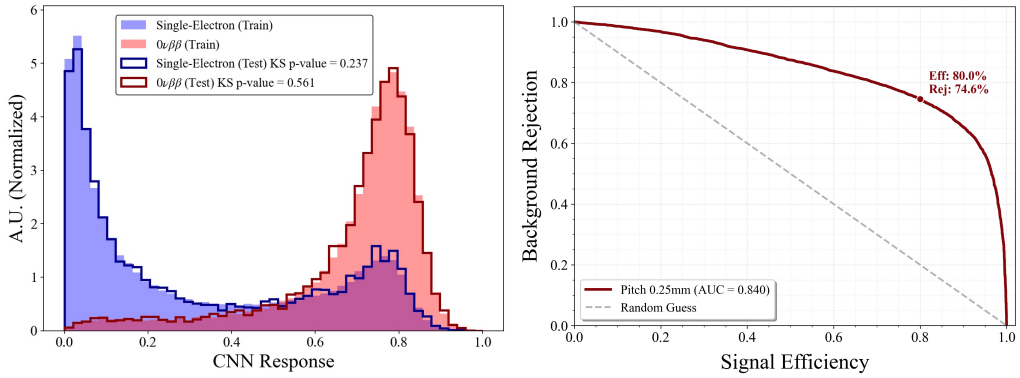

图 7。基线探测器配置（厚度为 15 mm，条带间距为 0.25 mm）下双分支卷积神经网络的判别性能。左图显示了训练样本和测试样本中 $0\nu\beta\beta$事件（红色）与单电子事件（蓝色）的卷积神经网络响应分布，K-S 检验的 p 值为 0.561。右图显示相应的 ROC曲线，AUC 为 0.840。

4.2 条带间距对甄别的影响

条带间距决定空间分辨率，进而影响提取 $0\nu\beta\beta$ 事件拓扑特征的能力。图 8 展示了条带间距如何影响 $0\nu\beta\beta$ 和单电子事件的拓扑结构。在较小间距（0.1 和 0.25 mm）下， $0\nu\beta\beta$ 事件呈现出典型的双团簇结构，而单电子本底则表现出明显的单团模式。然而，当间距增大至 0.5 mm 时，这些拓扑特征会出现显著的空间模糊，从而降低鉴别能力。

图中所示 ROC 曲线量化了性能下降情况9 ，晶体厚度固定为 15 mm。当条带间距从 0.1 mm 增至 0.5 mm 时，AUC 从 0.870 降至 0.755。具体而言，在信号效率固定为 80.0% 时，本底抑制率从 79.5%（间距为 0.1 mm）降至 59.0%（间距为 0.5 mm）。这些结果表明，高粒度的电极分段对于保留有效事例鉴别所需的拓扑特征至关重要。

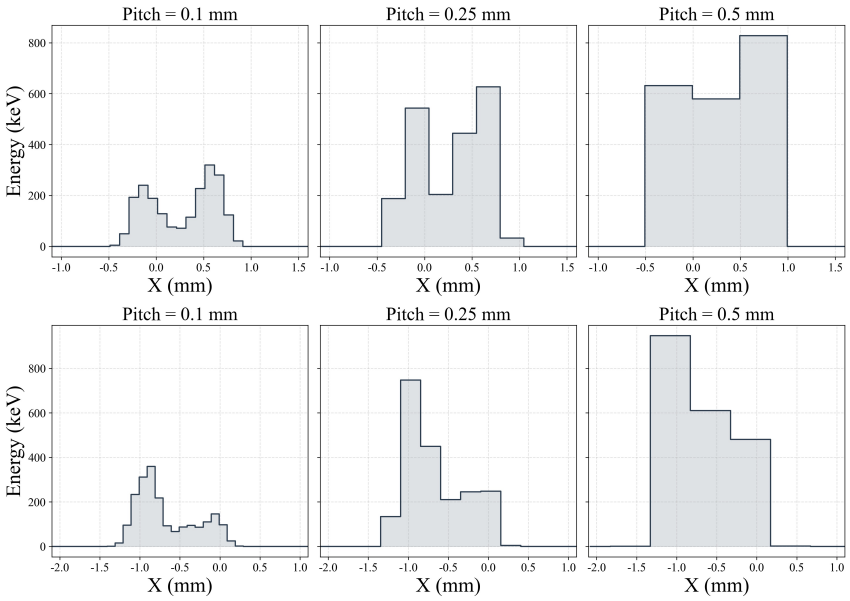

图 8。在晶体厚度固定为 15 mm 时，比较间距为 0.1、0.25 和 0.5 mm 的条带下，沿 x轴投影的 $0\nu\beta\beta$ 事件（上排）和单电子事件（下排）的能量分布。

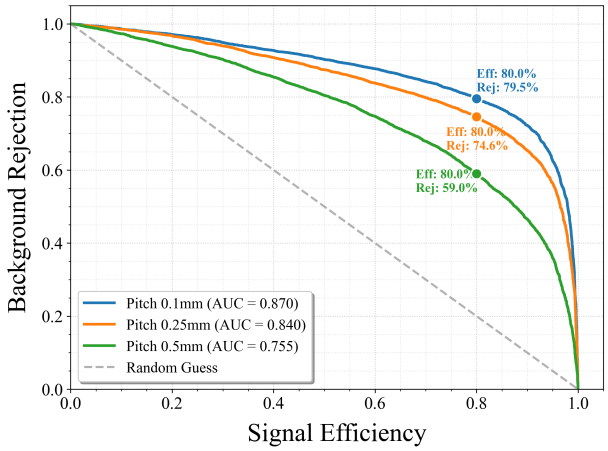

图 9。条带间距对本底鉴别性能的影响。在晶体厚度固定为 15 mm 时，比较条带间距为 0.1 mm 至 0.5 mm 的 ROC 曲线。

4.3 晶体厚度对判别性能的影响

晶体厚度同时影响全能峰效率和电荷云展宽。较厚的晶体可提高全能峰效率，但代价是载流子漂移时间更长。由此产生的电荷云展宽会模糊信号鉴别所必需的拓扑特征。图10展示了能量分布随晶体厚度的变化。对于厚度为 10 mm 的薄晶体，两种 $0\nu\beta\beta$ 以及单电子事件均保持各自鲜明的拓扑特征。然而，当厚度增加到 40 mm 时， $0\nu\beta\beta$ 事件的典型双团簇结构变得

变得模糊，因此越来越难以与单电子事件区分。

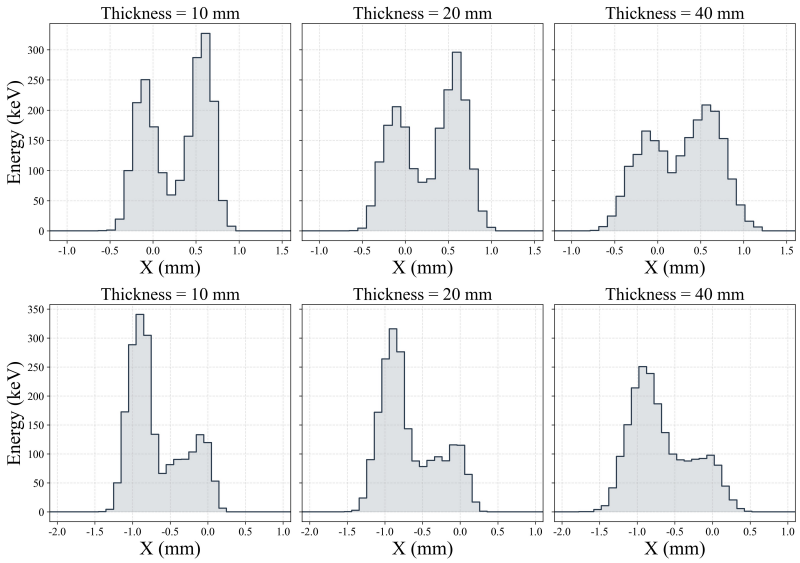

图10。比较晶体厚度分别为 10、20 和 40 mm、条带间距固定为 0.1 mm 时，a $0\nu\beta\beta$ 事件（上排）和单电子事件（下排）沿 x轴投影的能量分布。

为确定兼顾全能峰效率与本底抑制能力的最佳厚度，根据实验半衰期灵敏度定义品质因数（FOM）：

$$T_{1/2} \propto \frac{\epsilon_{\text{fep}}}{\sqrt{1-\eta_{\text{rej}}}} \tag{4.1}$$

其中 ϵ_{fep} 为全能峰效率，η_{rej} 为本底抑制率。如图 11所示，增加晶体厚度可提高全能峰效率，但会降低本底抑制率。品质因数在 20 mm 时达到最大值，表明这是最大化实验灵敏度的最佳厚度。

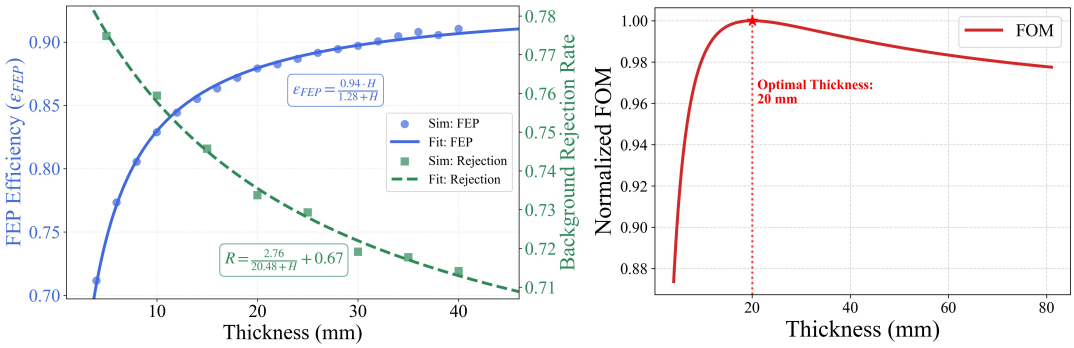

图11。基于实验灵敏度优化晶体厚度。左：全能峰效率(ϵ_{fep})和本底抑制率（信号效率为 80.0% 时）随晶体厚度的变化。右：使用公式 4.1计算的品质因数，确定 20 mm 为最佳厚度。

5 结论

本研究开发了一种模拟框架，用于评估正交条带高纯锗探测器区分 $0\nu\beta\beta$ 事件与单电子事件的能力。使用 Geant4 模拟粒子相互作用，随后采用数值-解析混合方法对电荷云动力学进行建模。研究采用双分支卷积神经网络从正交条带能量分布中提取拓扑特征，并在模拟数据集上实现了有效的事件分类。

定量研究了探测器几何结构对判别性能的影响。结果表明，条带间距是决定径迹拓扑分辨率的主要因素；当间距从 0.1 mm 增加到 0.5 mm 时，本底排斥能力显著下降。晶体厚度在全能峰效率与本底抑制之间存在权衡。对于条带间距为 0.25 mm 的探测器，建议采用 20 mm 的晶体厚度。这些研究结果为稀有事件物理实验领域先进高纯锗探测器的设计提供了重要的定量指导。

致谢

本工作得到国家自然科学基金委员会资助（项目编号：U1865205）。

参考文献

[1] *S.M. Bilenky* 和 *C. Giunti*，《无中微子双贝塔衰变：简要综述》，*Mod. Phys. Lett. A 27 (2012) 1230015*。[2] *GERDA* 合作组，《*GERDA* 对无中微子双β 衰变搜索的最终结果》，*Phys. Rev. Lett. 125 (2020) 252502*。[3] *Majorana* 合作组，《*Majorana* 示范实验在 ^{76}*Ge*中搜索无中微子双β 衰变的最终结果》，*Phys. Rev. Lett. 130 (2023) 062501*。[4] *B. T. Zhang* 等（*CDEX* 合作组），《利用 *CDEX-1B* 实验搜索 ^{76}*Ge*无中微子双β衰变》，*Chinese Phys. C 48 (2024) 103001*。[5] *M. Zeng* 等，《碲锌镉中单电子事件与 $0\nu\beta\beta$ 事件的三维拓扑特征及一种新的判别方法：蒙特卡罗模拟研究》，*Nucl. Instrum. Meth. A 858 (2017) 44*。[6] *T.R. Bloxham* 和 *M. Freer*，《像素化碲锌镉探测器在无中微子双β衰变测量中的评估》，*Nucl. Instrum. Meth. A 572 (2007) 722*。[7] *S. Cebrián* 等，《高压氙气时间投影室中 ^{136}*Xe*双β衰变事件的模式识别与本底判别》，*J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 40 (2013) 125203*。[8] *D. Budjáš* 等，《*GERDA* 双β衰变实验中用于信号识别和本底抑制的宽能区锗探测器脉冲形状判别研究》，*JINST 4 (2009) P10007*。[9] *S. I. Alvis* 等（*MAJORANA* 合作组），《*MAJORANA* 示范实验的多位点事件判别》，*Phys. Rev. C 99 (2019) 065501*。[10] *M.S. Amman* 等，《采用非晶半导体接触的锗正交条带探测器》，*1999 IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec. 1 (2000) 201*。

[11] *D. Protic* 等，《用于硬*X*射线跃迁能谱学的二维锗微条探测器》，*IEEE Trans. Nucl. Sci. 52 (2005) 3194*。[12] *J. Headspith* 等，《用于能量色散扩展*X*射线吸收精细结构（*EDE*）的细间距锗微条探测器 *XH* 的首批实验数据》，*2007 IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec. 4 (2007) 2421*。[13] *C.A. Kierans* 等，《利用 *COSI* 探测银河系正电子湮灭谱线》，《天体物理学杂志》*895 (2020) 44*。[14] *H. Boston* 等，《康普顿构型下的正交条带高纯锗平面智能*PET*探测器》，*Nucl. Instrum. Meth. A 580 (2007) 929*。[15] *E. Gatti* 等，《漂移探测器中电子的动力学》，*Nucl. Instrum. Meth. A 253 (1987) 393*。[16] *S.E. Boggs*，《交叉条带半导体探测器中的电荷云动力学建模》，*Nucl. Instrum. Meth. A 1052 (2023) 168310*。[17] *I. Abt* 等，《使用 *SolidStateDetectors.jl* 对半导体探测器进行三维模拟》，*JINST 16 (2021) P08007*。[18] *Y.N. Li* 等，《基于六边形卷积神经网络的*X*射线偏振解构方法研究》，*Nucl. Sci. Tech. 36 (2025) 31*。[19] *J.M. Szornel*、*R.J. Cooper* 和 *H.L. Crawford*，《用于超高计数率能谱学和成像的高纯锗探测器开发》，*2025 IEEE NSS/MIC/RTSD (2025) 1*。[20] *V. Tretyak* 和 *F. Mauger*，《*BxDecay0*：旧版 *Decay0 FORTRAN*库的 *C++*移植》，*2024*。[21] *V.I. Tretyak* 和 *Y.G. Zdesenko*，《双*β*衰变数据表》，*At. Data Nucl. Data Tables 61 (1995) 43*。[22] *S. Agostinelli* 等，《*Geant4*——一个模拟工具包》，*Nucl. Instrum. Meth. A 506 (2003) 250*。[23] *J. Allison* 等，《*Geant4* 的最新进展》，*Nucl. Instrum. Meth. A 835 (2016) 186*。[24] *Z. He* 等，《电荷共享对三维位置灵敏碲锌镉伽马射线能谱仪的影响》，*Nucl. Instrum. Meth. A 439 (2000) 619*。[25] *Y. Du* 等，《三维位置灵敏碲锌镉伽马射线能谱仪中电荷共享效应的蒙特卡罗研究》，*IEEE Trans. Nucl. Sci. 46 (1999) 844*。[26] *J.C. Kim* 等，《共栅格像素化碲锌镉探测器中的电荷共享》，*Nucl. Instrum. Meth. A 654 (2011) 233*。