arXiv:2611.29116v1 [physics.ins-det] 22 Nov 2026

基于相机的单体积整体式康普顿相机

Alex Bocchieri, * Devanshi Jain 和 Andreas Velten†
University of Wisconsin - Madison, Madison, WI, USA

康普顿相机通过测量探测器中来自单个伽马射线的两个事件来重建辐射源。传统的基于闪烁体的康普顿相机由两个独立的闪烁体体积或单个分段式闪烁体组成，因此在探测器体积和效率方面存在不足。其闪烁体读出技术难以分辨单个整体式闪烁体中的两个邻近事件。近年来，人们提出使用单光子雪崩二极管（SPAD）相机在各种配置下测量闪烁事件。SPAD阵列传感器能够以高速率进行高分辨率光子计数采集，并且可轻松扩展至数百万像素。此前的研究探索了不同的光学系统和测量布置，并展示了对单个相互作用位置的测量能力。在本工作中，我们进一步拓展这些能力，构建了一种实用的辐射成像设备：由一台SPAD相机和一个紧凑型整体闪烁体组成的康普顿相机。我们的康普顿相机原型成功重建了分布在 4π 球面度视场内多个位置的伽马射线源。我们的方法能够分辨单个整体式闪烁体中的两个同时发生的事件，并支持采用紧凑型整体闪烁体体积的康普顿相机设备，从而提升便携性。

I. 引言

康普顿相机是一种用于重建高能伽马射线源的电子准直方法 [1–4]。康普顿相机测量探测器中单个伽马射线产生的两个事件（即康普顿散射和光电吸收）的三维位置与能量沉积。随后，根据康普顿散射的运动学特性重建辐射源。康普顿相机适用于核安全、防扩散 [5–9], 、医学成像 [10],和天文学 [11–13]。

目前，基于闪烁体的康普顿相机主要采用耦合在闪烁体表面的硅光电倍增管（SiPM）阵列或类似传感器来测量双事件 [1, 14]。康普顿相机必须能够在空间上分辨并测量两个同时发生的事件。因此，康普顿相机的设计包括以波导分段的单体积闪烁体 [15–19]，或两个彼此独立的闪烁体体积[8, 20–24]。然而，在闪烁体中插入波导会增加成本，并降低事件探测效率。增大两个独立闪烁体体积之间的距离，会增加探测器占用的总体空间，并降低对大角度源位置和散射事件的灵敏度。单体积整体式闪烁体设计或可解决上述两种设计的缺点，但由于传感器上的光信号相互重叠，目前的康普顿相机闪烁读出技术难以分辨整体式闪烁体中相距较近的两个事件。已有研究表明，高分辨率焦平面传感器与适当的光学系统相结合，能够有效定位整体式闪烁体中的单个点状 [25–27] 和轨迹状[28–30] 相互作用，但无法分辨双事件。

我们提出一种基于相机的闪烁体读出技术，用于构建单体积整体式闪烁体康普顿相机。具体而言，我们采用单光子雪崩二极管（SPAD）相机。此前，基于高光子计数进行外推的模拟表明，SPAD相机能够分辨单个整体式闪烁体中的双事件，但由于光收集效率低，实验验证难以实现 [25]。现在，我们采用万花筒式闪烁体，以获得足够的光收集效率和事件空间分辨率，从而通过实验展示单体积整体式闪烁体康普顿相机 [26]。此外，SPAD相机能够分辨彼此靠近的不同事件，因此可缩小康普顿相机中闪烁体体积。缩小闪烁体体积对于减小探测器尺寸和重量、提升便携性并便于集成到现场部署设备中至关重要。

SPAD相机的传感器，即SPAD阵列，采用高度可扩展且集成度高的CMOS架构制造，能够提供大量读出通道和高分辨率，以检测单光子到达，而其他传感器无法达到这一水平。近年来，人们对采用SPAD相机 [25, 26, 29, 30] 和SPAD阵列 [31, 32] 测量闪烁事件的兴趣日益浓厚，这主要得益于SPAD技术 [33]的重大进展。例如，SPAD阵列已经
实现了百万像素分辨率、100 ps 的光子时间标记分辨率、接近 100 kHz 的帧率，以及高达 70% 的总体光子探测效率 [34, 35]。此前采用 SPAD相机的研究探讨了辐射成像的各个组成部分，例如相机镜头或单个粒子相互作用的位置定位，但仍缺乏对实际辐射成像能力的演示 [25–27, 29, 30]。

我们通过重建多个位置的伽马射线源，对康普顿相机原型进行了实验验证，这些位置覆盖了 4π 球面度的视场。我们使用紧凑的闪烁体体积测试了该方法，并以降低伽马射线通量和事件率作为权

* 联系作者：alexb826@gmail.com
† 联系作者：velten@wisc.edu

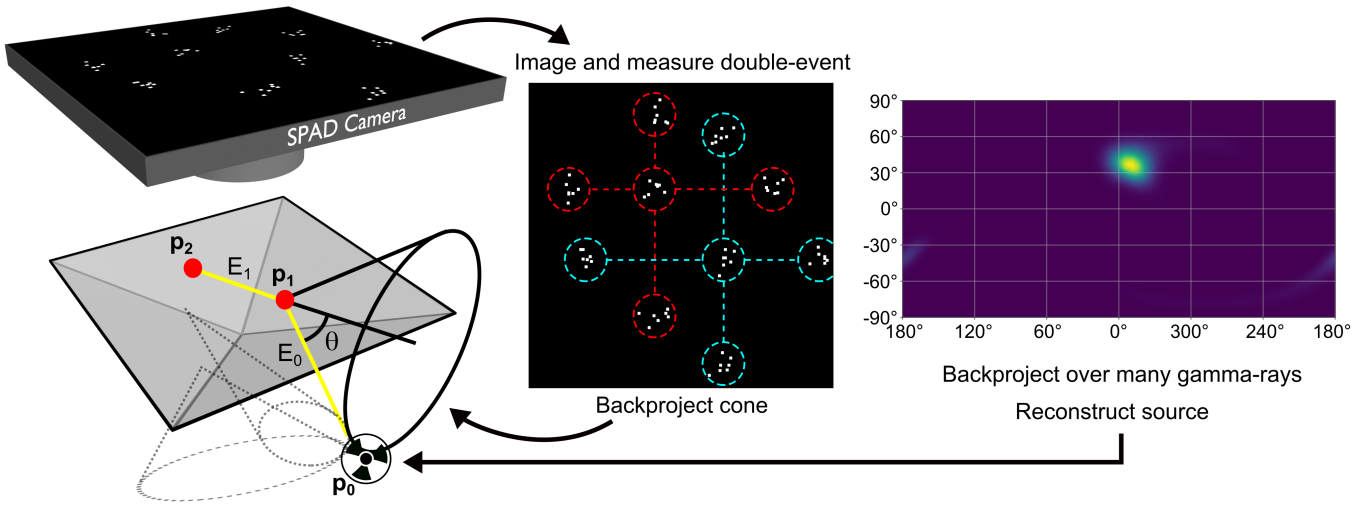


图1. 康普顿相机设计与反投影过程。伽马射线在万花筒式闪烁体中产生的双事件由SPAD相机成像，并通过测量对其进行反投影，得到一个圆锥。通过对大量伽马射线重复这一过程，可重建源的角位置。

衡。未来对所提出设计的优化，或可实现源重建性能媲美现有设备、同时在外形尺寸和便携性方面具有优势的康普顿相机。我们提出的整体式闪烁体中双事件分辨方法广泛适用于任何成像模态。设计如图 1 所示。

我们的贡献如下：

- 一种康普顿相机，使用相机测量事件，并由一个紧凑型整体闪烁体构成。
- 一种算法，用于在万花筒式闪烁体的一幅图像中测量两个事件的位置及其相对能量沉积。

II. 事件图像模型

我们采用正方锥几何结构作为万花筒式闪烁体的几何形状。世界坐标系的原点位于闪烁体的顶点处。 z轴指向相机， x轴和 y轴分别垂直于传感器的边缘。相机的光轴沿 z轴方向。源重建坐标系由相对于闪烁体顶点处原点的方位角（Ψ）和仰角（Φ）定义。（Ψ， Φ） = （0°， 0°）方向沿-z轴。方位角在 y轴周围、 xz平面内测量；从 $+y$ 方向观察时，方位角逆时针增大。仰角相对于 xz平面测量，沿 $+y$ 方向时仰角为正。源重建图覆盖整个 4π 球面度视场。坐标系如图2所示。

一个事件及其镜面反射被近似为点光源，其位置受到约束由闪烁体的几何结构决定。我们使用薄透镜和高斯点扩散函数对相机进行建模。因此，事件或镜面反射的（x,y, z）位置对应于图像中的一个光子簇，该光子簇被建模为光子（x,y）坐标，其分布服从各向同性二维高斯分布，质心为 $\boldsymbol{\mu}$ ，标准差为 σ。事件或镜面反射的（x,y,z）位置与 $\boldsymbol{\mu}$和 σ 之间的对应关系由离焦深度和透视投影推导得出，并取决于相机参数。定义该对应关系的方程见前期工作[26]。事件及其镜面反射的图像被建模为高斯混合模型（GMM），其中所有高斯分量均由事件的（x,y,z）位置参数化，该位置根据前期工作 [26]推导得到。我们假设万花筒式闪烁体的每个镜面最多生成一个镜面反射，因此一个事件最多可产生四个镜面反射。由于反射镜尺寸有限，镜面反射可能会因其位置不同而从图像中缺失。

III. 事件测量算法

我们的算法分两个阶段在后处理中测量事件。首先，算法检测图像中是否包含两个事件。其次，算法测量这两个事件的三维位置和能量沉积。双事件定位算法使用EM算法最大化高斯混合模型的似然。随后，将算法的双事件测量结果用于康普顿相机反投影方法，以重建伽马射线源。

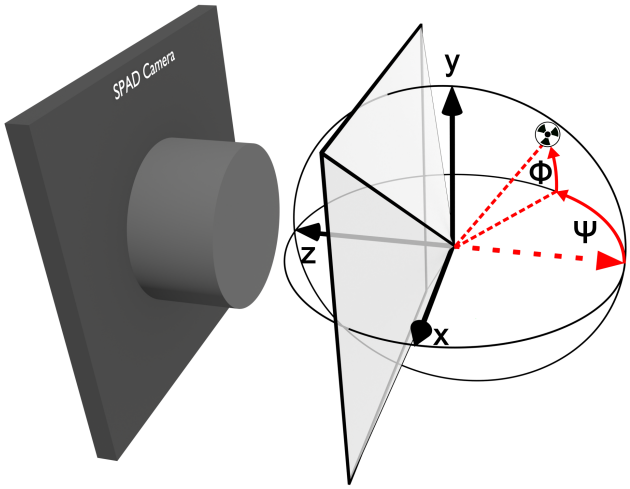


图 2. 坐标系。世界坐标系以黑色实线箭头表示。红色箭头表示重建光源所依据的方位角（Ψ）和仰角（Φ）。

A. 双事件检测

我们使用模板匹配来检测图像中是否存在两个事件。一个模板由与一个事件及其在图像中的镜面反射相对应的核组成。我们在以 $\boldsymbol{\mu_k}$ 为中心、边长为 $4\sigma_k$的正方形区域上定义核 k，该核对应于事件或镜面反射 k。在此区域内，像素强度服从以 $\boldsymbol{\mu_k}$ 为中心、标准差为 σ_k的各向同性二维高斯分布。模板中位于各核外部的像素均置零。 $\boldsymbol{\mu_k}$ 和σ_k 根据事件位置、闪烁体几何结构和相机参数计算得到。为防止奇异性，将 σ_k 设为至少10个像素。我们为三维网格上的事件位置生成一组模板，该三维网格覆盖相机视场内闪烁体体积的范围。网格的 x-y 坐标覆盖相机的横向视场。网格的 z坐标范围从闪烁体的顶点到相机视场内可观察到四个镜面反射的最高 z坐标。该网格涵盖闪烁体中可测量的三维区域。

为了检测图像中的两个事件，我们计算图像与每个模板之间的弗罗贝尼乌斯内积，并保留产生最大值的模板 T_1，作为第一个事件的模板。然后，我们从图像中移除所有位于 T_1 的核内的光子。我们在移除这些光子后的图像上重复此计算，以获得第二个事件的模板 T_2。当对于 T_1 和 T_2，原始图像中都至少包含 3 个核，且每个核中至少有 5 个光子（其中一个核对应于该事件的光子簇）时，我们便检测到两个事件。这提供了事件位置的初始估计，并判定图像中存在哪些镜面反射。如果某个镜面反射对应的核中包含至少 5 个光子，则认为该镜面反射存在。对于 T_1 和 T_2，我们分别记录包含至少 5 个光子的核的数量，记为 R_1 和 R_2；并记录这些核内光子的总数，分别记为C_1 和 C_2。

B. 双事件测量

为了估计包含 N 个光子和 K 个簇的单幅图像中两个事件的位置，我们优化以下目标函数：

$$\underset{x_1,y_1,z_1,x_2,y_2,z_2,\boldsymbol{\pi}}{\operatorname{argmax}} \quad Q \tag{1}$$

其中， Q 是完整数据似然函数的期望对数似然。

$$Q = \sum_{i=1}^{N}\sum_{k=1}^{K} r_{ik}\Big[\log(\pi_k) + \log(w_i) - \log(2\pi{\sigma_k}^2) - \frac{w_i}{2{\sigma_k}^2}||\boldsymbol{t_i} - \boldsymbol{\mu_k}||_2^2\Big] \tag{2}$$

$$r_{ik} = \frac{\pi_k \mathcal{N}(\boldsymbol{t_i}; \boldsymbol{\mu_k}, \sigma_k^2)}{\sum_{k'=1}^{K} \pi_{k'} \mathcal{N}(\boldsymbol{t_i}; \boldsymbol{\mu_{k'}}, \sigma_{k'}^2)} \tag{3}$$

(x_1, y_1, z_1) 和 (x_2, y_2, z_2) 是两个事件的位置， $\boldsymbol{t_i}$ 是光子 i 的 xy 坐标， $\boldsymbol{\pi}$ 是混合权重向量， w_i 是应用于光子 i 的权重， $\boldsymbol{\mu_k}$ 和 σ_k 是高斯分量 k 的参数，r_{ik} 是光子 i 属于簇 k 的后验概率。 $w_i = \sum_{j \in S_i^q} \exp\left(-\frac{||\boldsymbol{t_i}-\boldsymbol{t_j}||_2^2}{\nu}\right)$，其中 S_i^q 是光子 i 的 q 个最近邻集合， ν 是正标量。这些项在先前的工作 [26] 中已有推导。

初始化的事件位置以及存在哪些 K 簇由事件检测阶段获得。通过使用EM算法优化公式（1），可以进一步细化事件位置估计。

我们假设已知入射伽马射线的能量，并根据两个事件所分配的光子计数，按比例将能量沉积分配给这两个事件。我们假设伽马射线的全部能量都沉积在这两个事件中。$\frac{5}{R_1}C_1$ 和 $\frac{5}{R_2}C_2$ 计数被分配给这两个事件，同时考虑缺失的镜面反射。

IV. 康普顿相机反投影

康普顿相机反投影基于入射伽马射线在以下过程中的康普顿散射运动学。一条能量为E_0 、源自位于 $\boldsymbol{p_0}$ 处的源的伽马射线传播进入闪烁体，并在 $\boldsymbol{p_1}$处发生康普顿散射事件。在此事件中，伽马射线损失部分能量，其轨迹根据 $\cos\theta = 1 - mc^2(1/E_1 - 1/E_0)$ 偏转θ 角度。 E_1 是

伽马射线散射后的能量，mc^2 是电子的静止质量能量。伽马射线继续在闪烁体中传播，并在 $\boldsymbol{p_2}$处发生光电吸收事件，在此过程中它损失全部能量并停止传播。

一条伽马射线的反投影由一个圆锥组成，其顶点位于 $\boldsymbol{p_1}$，轴线沿着从 $\boldsymbol{p_2}$ 到 $\boldsymbol{p_1}$的向量方向，半角为 θ。该圆锥根据事件对的位置和能量沉积测量值构建。在简单反投影中，通过累积圆锥边缘与重建表面的交点，利用多个伽马射线反投影重建源。圆锥是根据我们的算法对双事件位置和能量沉积的测量值构建的。边缘被赋予一定宽度，从而使重建结果产生模糊。使用列表模式最大似然期望最大化（LM-MLEM） [36, 37]可以对源重建进行去模糊并提高其质量。LM-MLEM重建定义为 $\lambda_j^{n+1} = \frac{\lambda_j^n}{s_j} \sum_i \frac{t_{ij}}{\sum_k t_{ik} \lambda_k^n}$ 其中，λ_j^n是第 n次迭代中重建像素 j 的强度，s_j 是起源于重建像素 j 的伽马射线在任意位置被探测到的概率，t_{ij}是起源于重建像素 j 的伽马射线产生散射-吸收事件对测量结果 i的概率。图1展示了康普顿散射和反投影过程。

V. 硬件原型

我们采用了与先前工作 [26] 相同的万花筒式闪烁体和 SPAD相机。闪烁体为一块 GAGG(Ce)晶体（Epic Crystal Co.），呈四棱锥形，高 5.77 mm，底边长 20 mm。除底面外，反射镜的所有表面均镀有增强型镜面反射器。SPAD相机由 SPAD512阵列（Pi Imag- ing）组成，具有 512×512 个像素，像素间距为 16.4 μ m；配备一支焦距为 50 mm、光圈为 f/1.2 的镜头（Nikkor）。镜头与闪烁体相隔约 30 mm 的空气。SPAD相机对焦于闪烁体的顶点，其视场跨度为 5.5 $\times$ 5. 5 mm。SPAD相机的朝向经过调整，使其光轴对准闪烁体的顶点，且传感器边缘与闪烁体相应底面边缘平行。校准相机参数后，可测量事件的 z 维范围为 3.5 mm。因此，可测量的闪烁体体积为一个开口角 120 度的四棱锥，位于尺寸为 $5.5 \times 5.5 \times 3.5$ mm^3 的长方体内，总可测量体积约为 74 mm^3。整个装置置于遮光箱内。暗计数率最高的 5% 像素被置零。实验装置如图 3 所示。

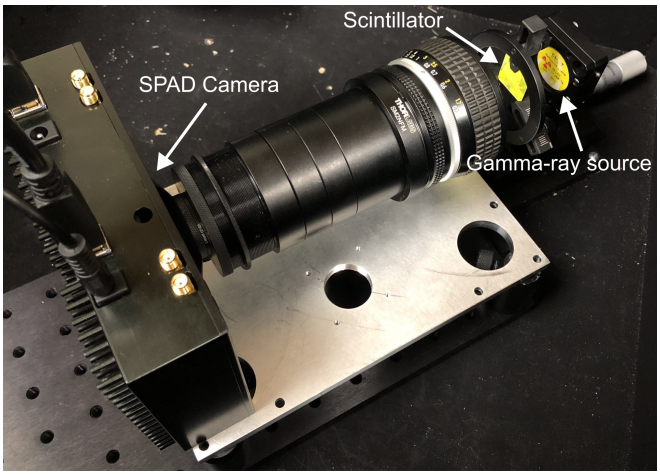


图 3. 实验装置。

数据通过被动捕获 1 位图像进行采集，全局快门曝光时间为 1.5 μs。该曝光时间的设置既足够长，能够捕获闪烁体在 150 ns 衰减常数期间发出的闪烁光，又足够短，可减少暗计数的累积。在此设置下，相机以约 19 kHz 的频率读取图像。在后处理中，我们的算法会分析所有捕获的图像，并检测其中哪些图像包含双事件，以执行康普顿反投影。

VI. 硬件实验

A. 算法参数

本研究使用的相机校准参数值为 $S_1 = 45$ 毫米、$S_2 = 64$ 毫米、$A = 41.7$ 毫米和 $a = 0.25$，其中 S_1 是镜头平面与传感器之间的距离，S_2 是镜头平面与焦平面之间的距离，A 是镜头直径，a 是将弥散圆与 σ_k 关联起来的缩放因子。这些参数将事件的位置（x，y，z）与其对应光子簇的 $\boldsymbol{\mu}$ 和 σ相关联，定义见先前的研究 [26]。

如第 IIIA 节所述，我们在网格上生成模板，该网格的每个维度在 $x \in [-2, 2]$ 毫米、$y \in [-2, 2]$ 毫米和$z \in [0.1, 3]$ 毫米范围内均匀分布 10 个点。如果模板中的任意核发生重叠，或者其事件位置位于闪烁体之外，则丢弃该模板。

在 EM算法 的一次 M步 中，我们通过以 1e-7 的步长运行 1,000 步梯度上升来更新 (x_1，y_1，z_1) 和 (x_2，y_2，z_2)。所有 σ_k 均被裁剪到不小于 10 像素。如果 σ_k 被裁剪，则将 σ_k 的梯度置零。我们使用 $q = 10$ 个最近邻和 $\nu = 10$ 个像素为每个光子分配权重 w_i。当连续两步之间估计的两个事件的事件位置距离均小于 0.01 mm 时，终止 EM算法。

由于无法确定散射事件与吸收事件的先后顺序，

我们在散射-吸收对测量列表中纳入了两种可能的先后顺序。根据康普顿散射运动学，我们不纳入会导致非物理能量沉积的顺序。LM-MLEM t_{ij} 强度呈高斯分布，以反投影的锥面与球面交点像素为中心，标准差为 15 度。源在半径为 20 mm、平均像素间距为 0.9 度的球面上重建（Healpix nside=64）。λ_j 初始化为全 1。 s_j 设为均匀分布。LM-MLEM 运行 10 次迭代。

B. 源重建

我们使用一个 $9\ \mu$Ci 的铯-137源（662 KeV; Spectrum Techniques），在一组伽马射线源位置上评估康普顿相机原型。源中的放射性物质直径约为 3.1 mm。我们将源真实位置在每个维度上的不确定度设为 ± 3 mm。采集期间的环境温度为 $24\ ^\circ$C，每幅图像的暗计数中位数为 4。我们针对每个源位置采集数量不等的图像，并丢弃计数少于 60 的图像。

测试的伽马射线源位置及检测到的双事件数量如下:

(a) (0, 0, -20) mm, (0°, 0°), 90 个双事件 (b) (-20, 0, 0) mm, (90°, 0°), 379 个双事件 (c) (-20, 0, -20) mm, (45°, 0°), 217 个双事件 (d) (-10, 0, -20) mm, (26.6°, 0°), 438 个双事件 (e) (0, 20, -8) mm, (0°, 68°), 250 个双事件 (f) (0, 20, 15) mm, (180°, 53.1°), 66 个双事件 (g) (0, 10, -20) mm, (0°, 26.5°), 140 个双事件 (h) (20, 0, 0) mm, (270°, 0°), 278 个双事件 (i) (10, 0, -20) mm, (333.4°, 0°), 546 个双事件 (j) (0, -20, 0) mm, (0°, -90°), 326 个双事件

应用 LM-MLEM 后的重建结果如图4所示。图5展示了包含两个事件的实验图像示例，以及算法估计的事件位置。我们观察到，图像中的计数最高约为 150。

VII. 讨论

重建结果与源位置大致吻合，如图4所示；高斯混合模型也正确拟合了图5所示的选定图像中的双事件。这表明我们的算法能够测量紧凑型整体式闪烁体的一幅图像中的两个事件，并且我们的原型能够在 4π 球面度的视场内成功重建源。

考虑到闪烁体的小型化尺寸，这些重建结果值得关注。我们的原型可测量的闪烁体体积为 74 mm^3 ，远小于当前康普顿相机原型的闪烁体体积；后者通常在 $10 \times 10 \times 10\ \text{mm}^3$ 或更大 [8, 15–24]。较小的体积使散射-吸收事件之间的距离较短，导致事件定位误差对反投影的影响更大，也使准确重建源更加困难。此外，较小的体积导致大多数伽马射线穿过闪烁体时不会发生相互作用，从而降低事件率。尽管面临这些挑战，该原型仍能以足够高的空间分辨率估计事件位置，从而重建源。

如果能捕获更多事件，源重建结果可能会得到改善。由于闪烁体体积较小、安全规程要求使用低活度源，以及需要缩短单幅图像曝光时间，双事件计数受到较长采集时间的限制。源活度较低还迫使源必须放置在靠近闪烁体的位置，使源的点状特征减弱，并增加其真实角位置的不确定性。在所有源位置上，该算法平均每捕获 10 亿幅图像可检测到 173 个双事件，即每曝光 7 分钟检测到 1 个双事件。

未来工作可以改进该原型的若干方面。即使采用万花筒式闪烁体，每幅图像的光子计数仍相对较低，从而导致能量分辨率相对较低。未来工作可以通过采用更小的开口角来优化闪烁体几何形状，以成像高阶反射，并进一步提高光收集效率。可以增大闪烁体体积以捕获更多事件，或减小其体积以提升便携性。对相机光学系统进行修改可能也需要作为这些设计选择的配套措施。

SPAD相机的选择仍有改进空间，尤其是在光子探测效率和暗计数率方面。我们将图像曝光时间缩短至图像读出周期的约 3%，以降低暗计数率，但这导致采集时间变长。暗计数率对最终测量结果的影响较为复杂，除其他因素外，还取决于算法和光学配置的选择。暗计数率更低的新型单光子雪崩二极管芯片正逐渐上市；通过改进主动或被动冷却，也可以降低暗计数率。总体而言，增大SPAD阵列面积可降低对光学系统的要求，并使在更大体积范围内实现高能量分辨率和高位置精度变得更容易。

尽管本研究开发的是一台康普顿相机，但使用SPAD相机对整体式闪烁体中的双事件成像，也广泛适用于其他辐射成像模式，包括中子散射相机 [38–41]以及正电子发射断层成像（PET）。在PET中，许多

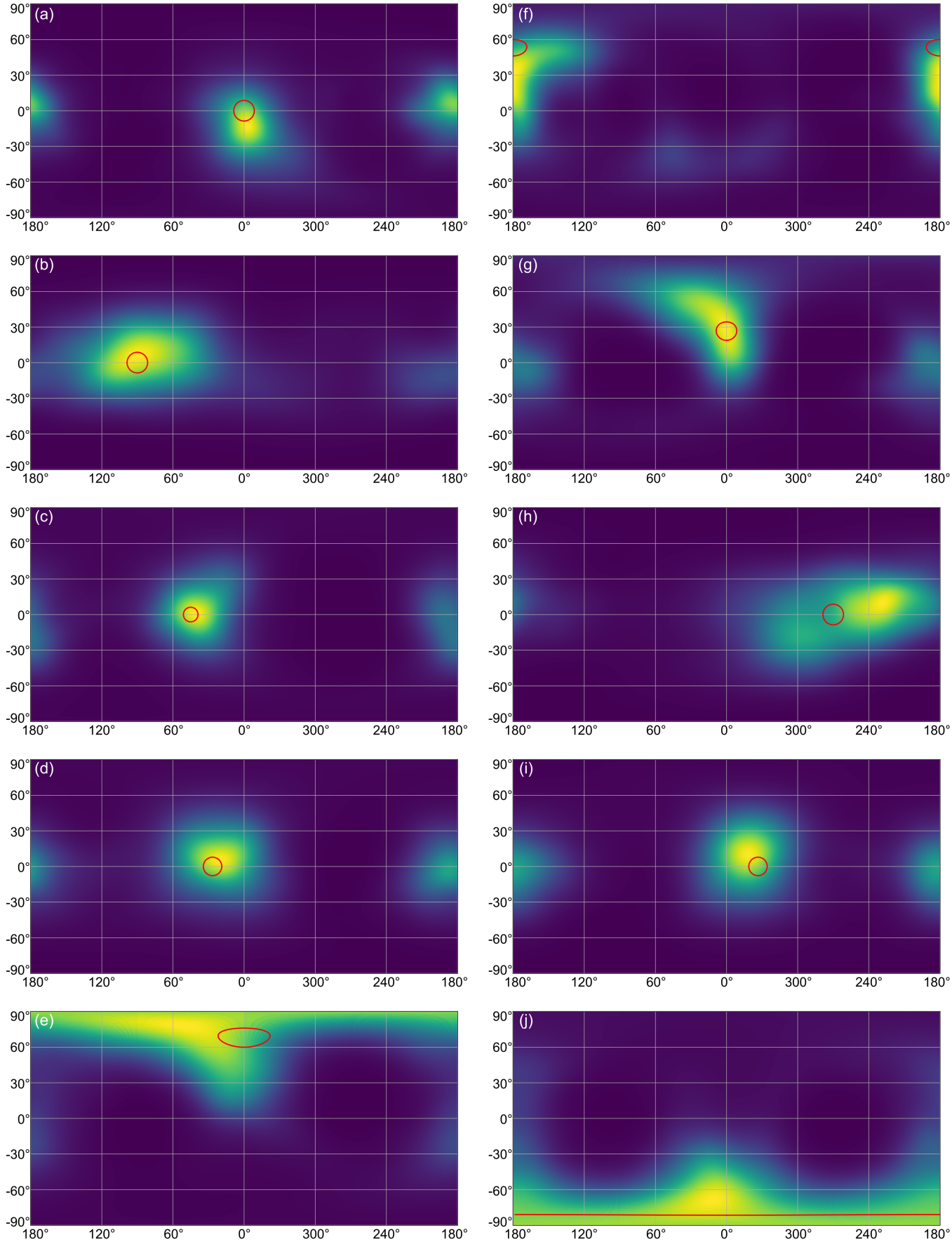


图4. 源重建结果。(a-j) 各伽马射线定位对应的重建图。红色轮廓表示伽马射线源直径和定位不确定性所张的角度。

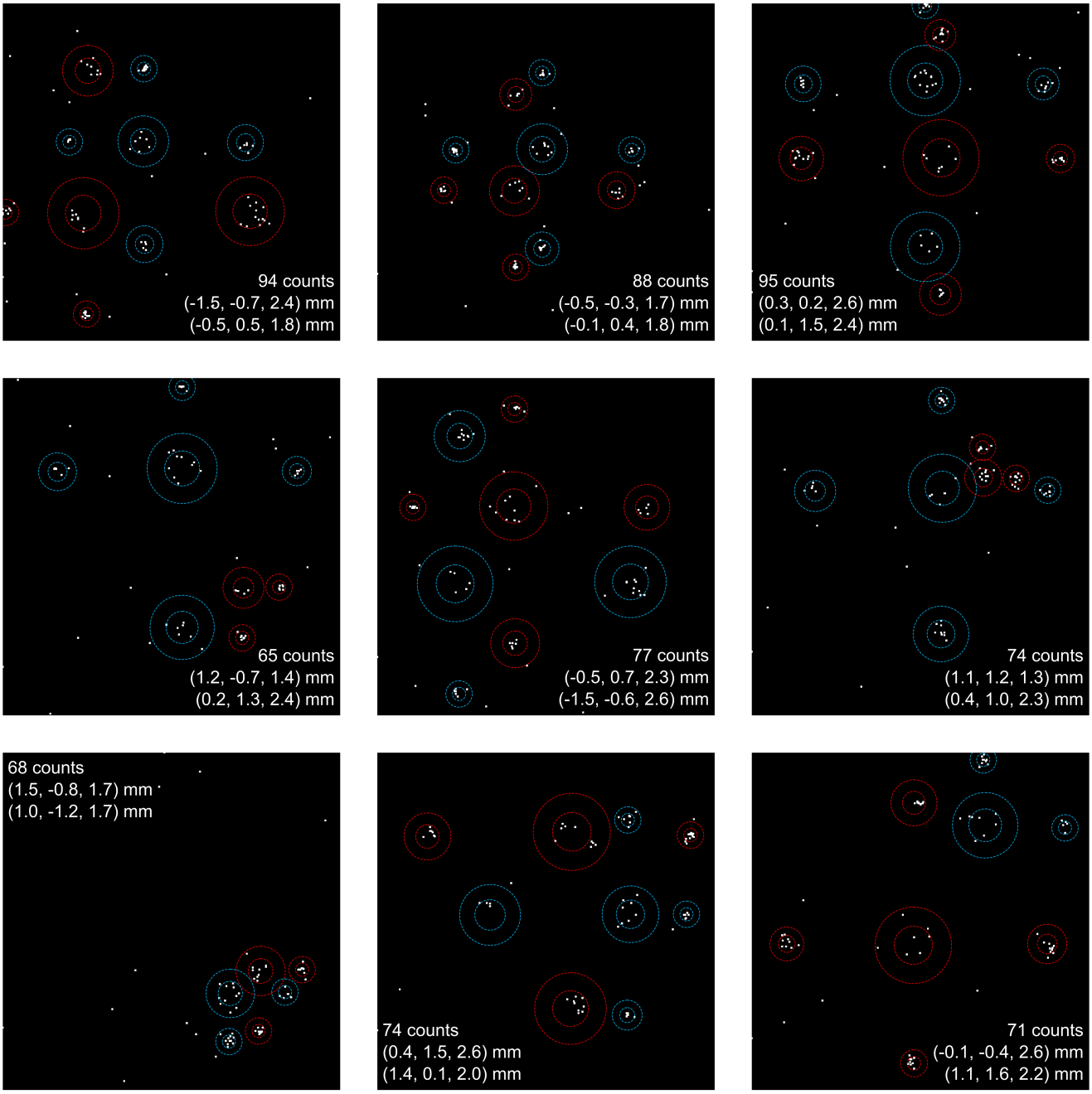


图5. 双事件的实验图像。算法估计的高斯分量以虚线圆表示，圆心位于各高斯分量的均值处。内圆和外圆的半径分别为一个和两个标准差。圆的颜色表示高斯分量所属的事件。为便于观察，含有光子的像素已放大。每幅图像均标示了图像中的计数以及算法估计的事件位置。

整体式闪烁体设计假设只有一个事件位置，而大多数湮灭光子会发生两次或更多次相互作用 [42]。我们提出的基于相机的方法能够在整体式闪烁体中对来自单个湮灭光子的多个事件进行空间分辨和定位，并有望改进PET图像重建。

数据可用性

支持本文研究结果的数据及用于分析这些数据的代码，可向作者索取。

致谢

本材料基于能源部／国家核安全管理局在编号为 DE-NA0004196 的奖项下支持的工作。

[1] R. K. Parajuli、M. Sakai、R. Parajuli 和 M. Tashiro，《康普顿相机的开发与应用：综述》，《传感器》**22**，7374（2022）。[2] S. M. Kim 和 J. S. Lee，《康普顿相机图像重建综述：从原理到人工智能创新》，《生物医学工程快报》**14**，1175（2024）。[3] D. Turecek、J. Jakubek、E. Trojanova 和 L. Sefc，《基于 Timepix3 技术的康普顿相机》，《仪器学报》**13 (11)**，C11022。[4] L. Mihailescu、K. Vetter、M. Burks、E. Hull 和 W. Craig，《Speir：一款 GE 康普顿相机》，《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》**570**，89（2007）。[5] K. Vetter、R. Barnowksi、A. Haefner、T. H. Joshi、R. Pavlovsky 和 B. J. Quiter，《用于核安全与防护的伽马射线成像：迈向三维伽马射线视觉》，《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》**878**，159（2018）。[6] K. Ziock，《军备控制中伽马射线成像的原理与应用》，《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》**878**，191（2018）。[7] H. Al Hamrashdi、S. D. Monk 和 D. Cheneler，《用于受控与非受控探测区域国家安全及核不扩散的被动伽马射线和中子成像系统：现状回顾》，《传感器》**19**，2638（2019）。[8] J. Kataoka、A. Kishimoto、T. Nishiyama、T. Fujita、K. Takeuchi、T. Kato、T. Nakamori、S. Ohsuka、S. Nakamura、M. Hirayanagi、 *et al.*，《采用与大面积单片式 MPPC 阵列耦合的三维位置灵敏闪烁体的便携式康普顿相机》，《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》**732**，403（2013）。[9] S. Mochizuki、J. Kataoka、L. Tagawa、Y. Iwamoto、H. Okochi、N. Katsumi、S. Kinno、M. Arimoto、T. Maruhashi、K. Fujieda、 *et al.*，《首次演示使用无人机进行航空伽马射线成像，以开展福岛快速辐射调查》，《仪器学报》**12 (11)**，P11014。[10] H. Tashima 和 T. Yamaya，《康普顿成像在医学中的应用》，《放射物理与技术》**15**，187（2022）。[11] V. Sch¨onfelder、A. Hirner 和 K. Schneider，《用于软伽马射线天文学的望远镜》，《核仪器与方法》**107**，385（1973）。[12] V. Schonfelder、R. Diehl、G. Lichti、H. Steinle、B. Swanenburg、A. Deerenberg、H. Aarts、J. Lockwood、W. Webber、J. Macri、 *et al.*，《伽马射线天文台上的成像康普顿望远镜 COMPTEL》，IEEE《核科学汇刊》**31**，766（1984）。[13] P. Bloser、J. Legere、C. Bancroft、J. Ryan 和 M. Mc- Connell，基于采用硅光电倍增管读出的闪烁体的康普顿望远镜气球飞行测试，《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》**812**，92（2016）。[14] G. Llos´a，基于SiPM的康普顿相机，《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》**926**，148（2019）。[15] T. Takahashi、J. Kawarabayashi、H. Tomita、T. Iguchi 和 E. Takada，采用堆叠式闪烁体开发全向伽马成像器，载于 *2013 3rd International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications , (ANIMMA)* 2013 1 4（IEEE，）第–页。[16] E. L. Swanberg、N. J. Cherepy、B. M. Wihl、P. R. Beck、Z. M. Seeley、S. L. Hunter、S. E. Fisher、S. A. Payne 和 J. Kindem，具有方向性的透明陶瓷石榴石伽马射线能谱仪，《IEEE核科学汇刊》**65**，2303（2018）。[17] H. Lee、T. Lee 和 W. Lee，基于单个分段式闪烁体的具备位置灵敏度的 4π 康普顿相机开发，《IEEE核科学汇刊》**67**，2511 2020（）。[18] H. Lee、J. Park 和 W. Lee，面向便携式辐射成像设备的改进型基于闪烁体的单晶位置灵敏 4π康普顿相机开发，《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》**1043**，167485（2022）。[19] S. Choi、H. Lee 和 W. Lee，基于单个体素化闪烁体的25.4$\times$ 25.4$\times$ 24 mm3康普顿相机的探测效率与成像性能，《辐射物理与化学》**233**，112754（2025）。[20] W. Lee 和 T. Lee，采用闪烁体研究核材料的紧凑型康普顿相机，《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》**624**，118（2010）。[21] A. Kishimoto、J. Kataoka、A. Koide、K. Sueoka、Y. Iwamoto、T. Taya 和 S. Ohsuka，用于分子成像的紧凑型基于闪烁体的高分辨率康普顿相机开发，《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》**845**，656（2017）。[22] Y.-S. Kim、J. H. Kim、J. Lee 和 C. H. Kim，用于高速三维成像的大面积康普顿相机，《IEEE核科学汇刊》**65**，2817（2018）。[23] H. Hosokoshi、J. Kataoka、S. Mochizuki、M. Yoneyama、S. Ito、H. Kiji、F. Nishi、S. Miyamoto 和 T. Shima，三维位置灵敏康普顿相机的开发与性能验证，用于成像MeV伽马射线，

灵敏康普顿相机，用于成像MeV伽马射线，《科学报告》**9**，18551（2019）。[24] K. Ogane、M. Uenomachi、K. Shimazoe、M. Takahashi、H. Takahashi、Y. Seto 和 T. Momose，利用康普顿正电子发射断层成像混合相机同时测量碘-131的单伽马射线和氟-18的湮灭辐射，《应用辐射与同位素》**176**，109864（2021）。[25] A. Bocchieri、E. Charbon 和 A. Velten，利用单光子雪崩二极管相机进行闪烁事件成像，《通信工程》**3**，135（2024）。[26] A. Bocchieri、J. Mamish、D. Appleyard 和 A. Velten，万花筒式闪烁事件成像，载于 *Proceedings of the IEEE/CVF Conference on Computer Vision and Pattern Recognition (CVPR)* 2026 19749 19758 （）第–页。[27] X. Dai、C.-J. Ho、K. Tandi、C. Lee、A. Bocchieri、D. Parra、F. Peterson、T. Sultan、F. Sutanto、A. Vel- ten、 *et al.*，闪烁探测器中粒子相互作用的光场成像，arXiv预印本 arXiv:2607.01123（2026）。[28] M. Filipenko、T. Iskhakov、P. Hufschmidt、G. Anton、M. Campbell、T. Gleixner、G. Leuchs、T. Tick、J. Val- lerga、M. Wagenpfeil、 *et al.*，穿过塑料闪烁体的电子径迹三维照片，《欧洲物理学杂志C辑》**74**，3131（2014）。[29] T. Dieminger、S. Alonso-Monsalve、C. Alt、C. Brus- chini、N. B¨uhrer、E. Charbon、K. Kaneyasu、T. Weber、M. Franks 和 D. Sgalaberna，用于未分段闪烁体中高分辨率三维粒子跟踪的超快光场相机系统，《自然·通讯》（2026）。[30] T. Dieminger、M. Barbieri、V. Berardi、S. Alonso-Monsalve、K. Kaneyasu、P. Mos、T. Weber、J. W¨uthrich、C. Bruschini、E. Charbon、 *et al.*，利用超快光场相机逐事件对带电粒子进行径迹成像，arXiv预印本 arXiv:2609.35509（2026）。[31] M. Franks、T. Die minger、K. Kaneyasu、D. Sgalaberna、C. Bruschini、E. Charbon、U. Kose、B. Li、P. Mos、M. Wayne、 *et al.*，利用SPAD阵列传感器读出的闪烁纤维演示粒子跟踪及其作为中微子主动靶的应用，《欧洲物理学杂志C辑》**84**，202（2024）。[32] N. B¨uhrer、S. Alonso-Monsalve、M. Franks、T. Dieminger 和 D. Sgalaberna，利用成像传感器读出的闪烁纤维中基于人工智能的粒子径迹识别，《仪器学报》**20** （05），P05041。[33] C. Bruschini、H. Homulle、I. M. Antolovic、S. Burri 和 E. Charbon，生物光子学中的单光子雪崩二极管成像器：综述与展望，《光：科学与应用》**8**，87（2019）。[34] K. Morimoto、J. Iwata、M. Shinohara、H. Sekine、A. Ab- delghafar、H. Tsuchiya、Y. Kuroda、K. Tojima、W. Endo、Y. Maehashi， *et al.*，用于弱光成像和深度感知的320万像素三维堆叠电荷聚焦SPAD，载于 *2021 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)* 2021 20 2 (IEEE，)第–页。[35] A. C. Ulku、C. Bruschini、I. M. Antolovi´c、Y. Kuo、R. Ankri、S. Weiss、X. Michalet和E. Charbon，一种用于宽视场荧光寿命成像的带集成门控的A 512×512 SPAD图像传感器，《IEEE量子电子学专题期刊》**25**，1（2018）。[36] L. Parra和H. H. Barrett，列表模式似然：在二维PET中演示的EM算法和图像质量估计，《IEEE医学成像汇刊》**17**，228（1998）。[37] S. J. Wilderman、N. H. Clinthorne、J. A. Fessler和W. L. Rogers，核医学中康普顿散射相机图像的列表模式最大似然重建，载于 *1998 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record. 1998 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (Cat. No. 98CH36255)* 3 1998 1716 1720 ，第卷（IEEE，）第–页。[38] N. Mascarenhas、J. Brennan、K. Krenz、P. Marleau和S. Mrowka，中子散射相机的研究结果，《IEEE核科学汇刊》**56**，1269（2009）。[39] J. Braverman、J. Brennan、E. Brubaker、B. Cabrera- Palmer、S. Czyz、P. Marleau、J. Mattingly、A. Nowack、J. Steele、M. Sweany， *et al.*，用于高效率中子成像和能谱分析的单体积中子散射相机，arXiv预印本 arXiv:1802.05261（2018）。[40] K. Weinfurther、J. Mattingly、E. Brubaker和J. Steele，紧凑型高效率中子散射相机的基于模型的设计评估，《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》**883**，115（2018）。[41] J. J. Manfredi、E. Adamek、J. A. Brown、E. Brubaker、B. Cabrera-Palmer、J. Cates、R. Dorrill、A. Druetzler、J. Elam、P. L. Feng， *et al.*，单体积散射相机，载于 *Hard X-Ray Gamma-Ray and Neutron De- ,,, tector Physics XXII* 11494 2020 121 第卷（SPIE，）第–131页。[42] A. Gonzalez-Montoro、A. J. Gonzalez、S. Pourashraf、R. S. Miyaoka、P. Bruyndonckx、G. Chinn、L. A. Pierce和C. S. Levin，单体闪烁晶体PET探测器及事件定位算法的发展，《IEEE放射与等离子体医学科学汇刊》**5**，282（2021）。