arXiv:2305.02221v2 [physics.ins-det] 7 Sep 2023

高通量 GeV 级伽马射线束单次曝光光谱仪的实验表征

N. Cavanagh,[1] K. Fleck,[1] M.J.V. Streeter,[1] E.Gerstmayr,[1] L.T. Dickson,[2] C. Ballage,[2] R. Cadas,[2] L. Calvin,[1] S. Dobosz Dufrénoy,[3] I. Moulanier,[2]

L. Romagnani, [4] O. Vasilovici, [2] A. Whitehead, [3] A. Specka, [5] B. Cros, [2] 和 G.Sarri[1], *[1]贝尔法斯特女王大学数学与物理学院等离子体物理中心，英国贝尔法斯特 *BT7 1NN*[2]法国国家科学研究中心（*CNRS*）、巴黎-萨克雷大学 *LPGP*，*91405* 奥赛[3]巴黎-萨克雷大学、法国原子能和替代能源委员会（*CEA*）、法国国家科学研究中心（*CNRS*）、*LIDYL*，*91191* 吉夫-叙尔-伊韦特，法国[4]*LULI*—法国国家科学研究中心（*CNRS*）、法国原子能和替代能源委员会（*CEA*）、巴黎第六大学（*UPMC*）：索邦大学、巴黎综合理工学院、巴黎理工学院，帕莱索，法国[5]法国国家科学研究中心（*CNRS*）、巴黎综合理工学院 *LLR*，帕莱索，法国

摘要

我们报告了一种伽马射线光谱仪的首次实验表征。该光谱仪旨在对能量处于 GeV 范围的高通量光子束进行光谱分辨。我们利用在 Apollon 激光设施获得的韧致辐射源对该光谱仪进行了实验表征：激光尾场加速电子束（最高能量为 1.7 GeV，总电荷为 207±62 皮库仑）与厚度为 1 mm 的钽靶发生相互作用。实验数据证实，无需累积即可进行单次测量，并获得较高的信噪比。将结果外推至多 GeV 范围的光子，表明有望实现百分比级的能量分辨率，例如强场量子电动力学下一代实验所需的分辨率。

* g.sarri@qub.ac.uk

I. 引言

光子能量从数兆电子伏到 GeV 范围的伽马射线束，在广泛的物理现象中发挥着核心作用，并且有望用于许多备受关注的实际应用。通常，高能伽马射线束的高通量源可在实验室中通过以下方式产生：电子束穿过固体靶时产生的韧致辐射（例如，参见参考文献 [1–3]），或电子束在强激光场中的逆康普顿散射 [4, 5]。利用近期将建成的多拍瓦激光设施的其他机制还包括对固体进行直接激光辐照[6, 7], 或电磁级联 [8]。产生高能且特性明确的伽马射线源，不仅对研究核现象至关重要（例如，参见参考文献 [9]），也有助于了解强场量子电动力学（强场量子电动力学）中的物理过程 [10]。

例如，超相对论电子在强激光场中的康普顿散射会受到量子效应的显著影响，例如量子辐射反作用 [11, 12],随机光子发射 [13], 和电子-正电子对产生 [14, 15], ；据预测，这些效应会显著改变发射光子的能谱和角分布。尽管该领域的实验工作历来侧重于表征这些相互作用产生的电子和正电子群体（例如，参见文献 [11, 12, 16, 17]），但目前已确认，强场量子电动力学现象的关键特征，例如激光场中的电子质量着装和多光子康普顿散射 [4], ，也体现在康普顿散射伽马射线束的能谱和空间特性中。此外，在实验室中直接开展光子-光子散射实验确实需要高能、高通量的光子源 [16, 18, 19]；因此，对其进行详细的实验表征是研究这一难以捉摸现象的必要前提。

因此，开发一种能够精确测量康普顿散射光子或高能韧致辐射光子能谱的探测器，对于深入理解强场量子电动力学至关重要。这也充分说明，有必要在大型强场量子电动力学实验的设计中纳入伽马射线能谱仪（基于参考文献 [20] 中讨论的设计），例如 SLAC 的 E-320[21, 22] 和 Eu.XFEL 的 LUXE [23, 24]。

对兼具高通量和高能量的光子束进行光谱分辨是一项艰巨的任务：迄今为止，伽马射线能谱仪要么工作在多吉电子伏特范围，但通量较低

；[1], 要么通量较高但能量较低（最高可达数十兆电子伏）[25, 26], ；要么仅覆盖狭窄的光谱区域 [27]。

在此，我们首次对参考文献 [20], 中近期提出的一种设计的性能进行了实验演示。该设计通过对伽马射线束穿过转换靶时产生的电子对和正电子对的能谱进行反卷积，能够在单次发射过程中以非侵入方式获取高通量 GeV 级光子束的能谱。该光谱仪已在 Apollon 激光设施 [28], 进行了测试，并用于对高通量 GeV 级伽马射线束进行光谱分辨。这些伽马射线束是在激光尾场加速电子束与毫米级高 Z 转换靶相互作用过程中，通过韧致辐射产生的。在参考文献 [20], 报告的首次方案基础上，我们在此详细介绍了一种基于贝叶斯推断的反卷积过程，该过程能够对原本病态的问题进行正则化，并改进对伽马射线能谱不确定性的处理。实验结果与数值建模高度吻合，证实了此类探测器设计能够以较高的光谱分辨率对高通量 GeV 级光子束进行光谱分辨的可行性。

本文组织如下：第二节介绍实验装置、通过激光尾场加速获得的典型电子束，以及这些电子束与 1 mm 钽靶相互作用后预期产生的伽马射线能谱。第三节展示伽马射线光谱仪记录到的信号。第四节展示信号反卷积的结果，以提取实验光子能谱。最后，第五节展示如何在更高光子能量下达到百分比级精度，这些能区与计划中的强场量子电动力学实验（如 E-320 [21] 和 LUXE [23, 24]）相关。附录给出了反卷积算法的详细信息。

II. 实验装置

该实验（示意图见图1）在 Apollon 激光设施进行。该设施提供的激光脉冲靶上能量为 12.5 ± 2.5 J，脉冲持续时间为 37.5 ± 12.5 fs（半高全宽），重复频率为每分钟1发。激光脉冲经 f/60 球面镜聚焦，形成半高全宽为 $66\,\mu$m、包含37%能量的焦斑，峰值强度达到（2.8 ± 1.1）$\times 10^{18}$ Wcm^{-2}。激光聚焦到长度可在10 mm至25 mm之间调节的气体池靶上，用于加速，

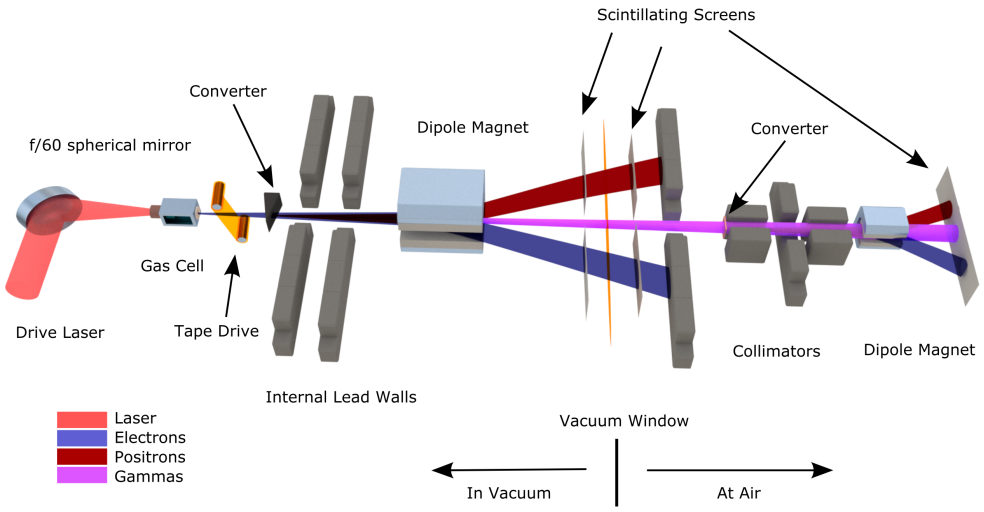


图1. 实验装置的俯视示意图。

通过激光尾场加速（LWFA）产生 [29], GeV级高电荷电子束，以驱动韧致辐射源。对于由98%氢和2%氮组成的等离子体，电子束的最大电荷量和峰值能量始终最高；其电子密度为 10^{18} cm^{-3}，此后展示的所有数据均在该密度下采集。将电子束射向楔形钽转换靶，产生高能、高通量光子束；通过平移转换器，可远程控制电子束穿过的固体厚度。本文所示结果使用厚度为1 mm的靶获得，该靶位于距气体池后表面69 mm处。气体池逸出的残余激光经 125 μm聚酰亚胺胶带表面的自生成等离子体镜反射而被去除；每次发射后均更换胶带。本文展示的所有实验数据均使用该胶带靶获得。

两面铅墙的厚度均为10 cm，轴线上设有直径1 cm的孔，位于转换器后方14.7 cm处，彼此间隔20 cm，用于为真空腔内的探测器提供屏蔽。孔径经过选择，使角接受度（全角）为12.6 mrad，足以在确保伽马射线束不受影响地传播的同时，将噪声降至最低。在铅墙之后，使用积分场强为0.46 T·m的磁偶极铁，将散射电子和产生的正电子偏转至一对YAG闪烁屏上。在真空腔后部安装了一扇厚度为 200 μm的Kapton真空窗，其外侧覆盖有4 mm厚的有机玻璃层，以便

伽马射线束传播至伽马射线光谱仪。该光谱仪置于空气中，距离第一个转换靶约152 cm。Kapton-有机玻璃层的厚度以及腔室窗口与光谱仪转换器之间的空气间隙，均小于相应材料辐射长度的1%，因此预计伽马射线束从源传播至光谱仪的过程中仅会发生极小的畸变。下方所示的数值模拟证实了这一点。

该光谱仪由一块 $225\ \mu$m厚的钽箔组成，钽箔将少部分（~ 4%）辐射转换为相对论性电子-正电子对。生成的电子-正电子对和剩余的伽马射线辐射随后通过两个准直器；在色散轴方向上，这两个准直器的孔径分别为4 mm和5 mm，从而形成16 mrad的接收角。

一个5 cm、0.85 T的偶极磁体紧接着第二个准直器放置，用于将电子-正电子对色散到LANEX闪烁体屏上；该闪烁体屏位于偶极磁体后端650 mm处。闪烁体的成像系统置于遮光且防辐射的箱体内，以减少噪声。

图2展示了从激光尾场加速器获得的典型电子能谱，这些能谱是在针对最大电荷量和最大能量进行优化后测得的。电子束中能量高于200 MeV（电子光谱仪可探测的最低能量）的电子总电荷量为207 ± 62 皮库仑，最大能量为 1.71 ± 0.05 GeV；对于高于1 GeV的能量，电子束具有小于1 mrad且随能量变化的发散角（1 GeV时为0.5 ± 0.2 mrad，1.6 GeV时为 0.28 ± 0.05mrad）。这里报告的统计不确定度均主要由激光和等离子体参数的逐发波动造成，并已在下文报告的数值建模中予以考虑。这些电子能谱是在产生韧致辐射之前的任何一次运行中测得的，因为插入转换靶后，无法测量轰击转换靶的电子能谱。

采用蒙特卡罗（MC）粒子跟踪代码 Geant4 [30, 31]，对此类电子束与 1 mm 钽转换器相互作用时产生的韧致辐射伽马射线束的预期能谱进行了建模。将图1所示的完整几何结构以及从图2所示的平均电子能谱中抽样得到的 1×10^8 初级 LWFA 电子作为输入，用于 MC 模拟。为了展示伽马射线穿过整个实验装置并传播至伽马射线光谱仪入口的影响，图3展示了预测的伽马射线能谱在后端处的情况

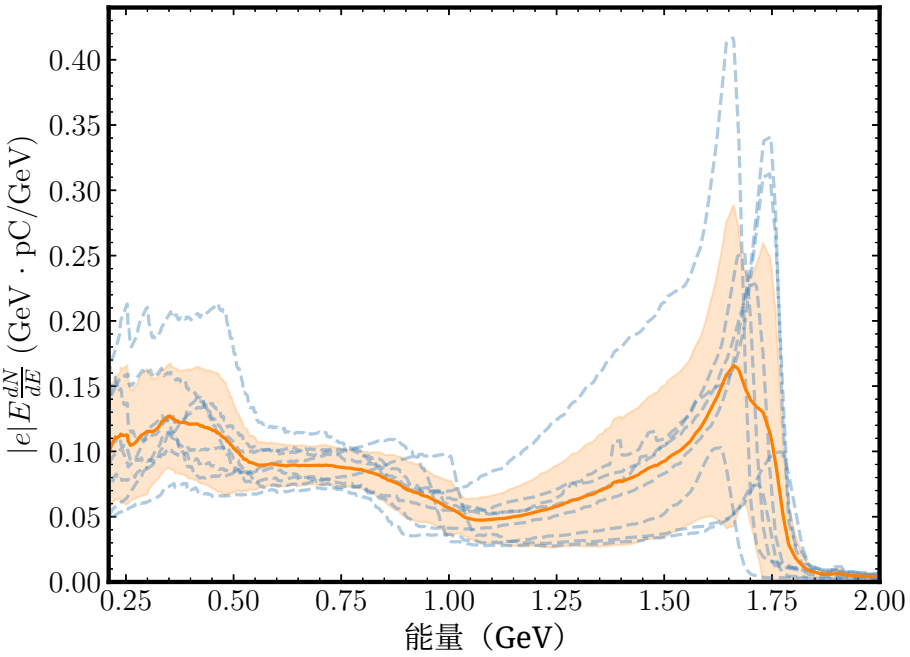


图 2. 在气体池靶中产生的激光尾场电子在连续 8 次发射中的谱强度示例（蓝色虚线）、其平均谱强度（橙色实线）以及与平均值相差一个标准差的范围（橙色阴影）。

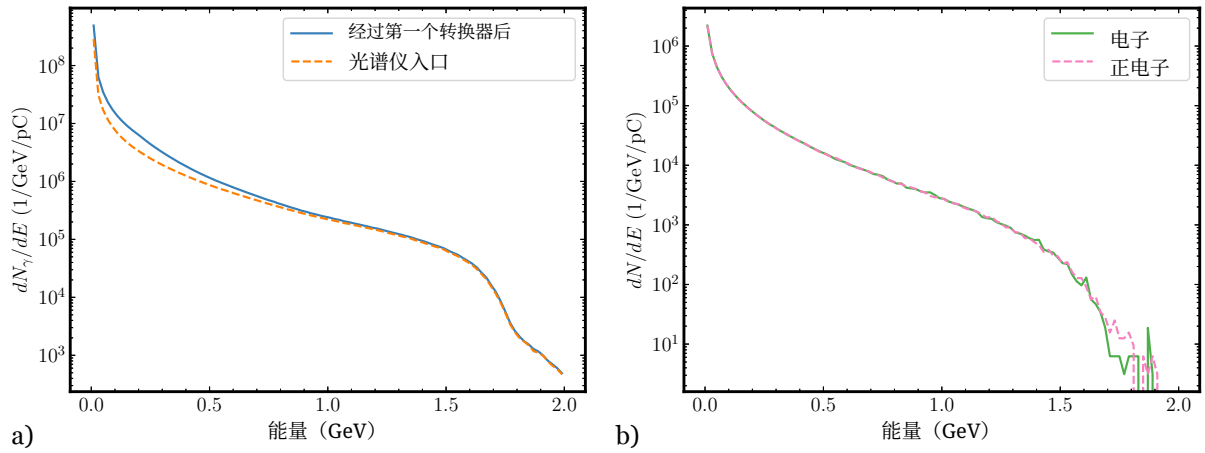


图3. (a) 离开转换器的光子（蓝色实线）和入射到光谱仪转换器的光子（橙色虚线）的每皮库仑电子束电荷模拟能谱；以及 (b) 在光谱仪转换器内产生并到达LANEX探测器的 e^-e^+ 对（分别以绿色实线和粉色虚线表示）。

转换靶表面（实线蓝色）以及进入光谱仪的表面（虚线橙色）。在源处，伽马射线光子呈现单调递减的能谱，最高可达 ≈1.7 GeV；能量高于 1 兆电子伏的光子总数为（2.21 ± 0.66）$\times 10^9$，电子束总电荷为 207 ± 62 皮库仑（相当于每个初级电子产生 1.7 个光子）。因此，伽马射线束包含 22 ± 7 毫焦的能量。伽马射线束穿过腔室窗口和空气间隙传播至伽马射线光谱仪入口的过程中，光子束仅受到轻微影响，尤其是在高能区域。图 3 表明，对于大于 0.6 GeV 的能量，进入光谱仪的光子能谱与源处的能谱几乎完全相同。进入光谱仪的光子总数为（1.49 ± 0.44）$\times 10^9$，光束总能量为 16 ± 5毫焦。只有在能量 $\lesssim 0.6$ GeV 时，由于准直系统以及传播过程中的散射，进入光谱仪的光子数才会少于源处产生的光子数。

对于这种实验配置，伽马射线光谱仪的能量分辨率受辐射源发散度的限制，因此也受转换后 e^+e^- 对的发散度限制。附录 A 提供了更多细节；不过，发散度受限的磁谱仪的能量分辨率按 $\Delta(E)/E \propto E\Theta_S(E)/z_M B$变化，其中，$E$ 为粒子能量，$\Theta_S(E)$为转换后粒子对的发散度与准直器接收角中的较小值，$z_M B$ 为磁体的积分场强。对于我们的配置，分辨率为 $\Delta(E)/E = 0.26E$ [GeV]。如下文所述，在更高的光子能量下或使用更强的偶极磁铁，可以轻松获得高得多的光谱分辨率。

III. 结果分析

图4.a展示了在伽马射线光谱仪后方的LANEX屏上采集的背景扣除后的单发数据典型示例，图4b则展示了连续8次发射数据的平均值。数据中可见一个中央区域，对应于穿过准直器的伽马射线；这些射线已通过背景校正去除。中央区域两侧各有一条信号带，分别对应于在光谱仪前方的转换箔处产生的色散正电子（左侧）和电子（右侧）。由于所使用的成像系统，图像中的每个像素对应于

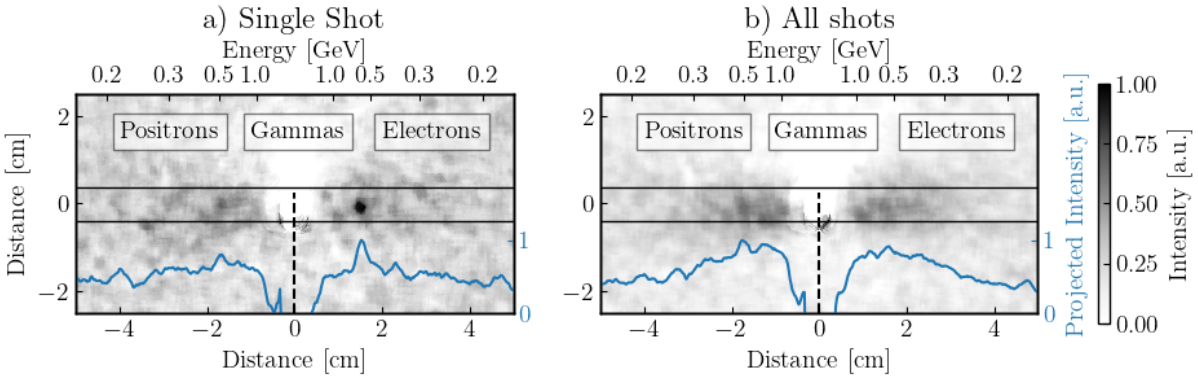


图 4. **a.** 伽马射线光谱仪中闪烁体屏记录的单发背景扣除数据示例。图中显示了光谱仪轴线两侧的正电子和电子信号区域。 **b.** 连续八次发射的平均值。两幅图中靠近 (0,0) 的位置都能看到由光谱仪准直器孔径下缘引起的伪影。该伪影是由于伽马束指向逐发波动，导致准直器边缘附近的背景扣除不理想所致。到 255 μ米。

通过沿非色散轴对图 4(a) 中黑色矩形标记区域进行积分，提取了电子和正电子的单发次能谱。为扣除背景，在移除转换箔的情况下连续采集了 5 次发射，并将其平均值从信号发次的测量结果中减去。

图 5 展示了伽马射线光谱仪连续八次发射中获得的单发电子（蓝色）和正电子（橙色）能谱示例，阴影带表示由光谱仪光谱分辨率导致的不确定度。对于每次发射，都可以观察到预期的单调递减能谱，其范围从 200 兆电子伏（光谱仪可探测的最低能量）延伸至约 1.1 GeV（对应于 LANEX 屏上信号开始与直通伽马射线重叠的位置）。与预期一致，在不确定度范围内，电子和正电子能谱无法区分。这些实验结果与探测器平面上的模拟正电子能谱（见图 3）高度吻合；图 5 每个子图中均以绿色实线叠加显示该能谱。

蒙特卡洛模拟显示，伽马射线光谱仪转换器上的峰值注量介于 0.02 至 0.03 J/cm^2,之间，平均注量为 0.016 ± 0.005J/cm^2。需要指出的是，这远低于钽在持续辐照下的阈值注量（$\sim$ 0.6 J/cm^2

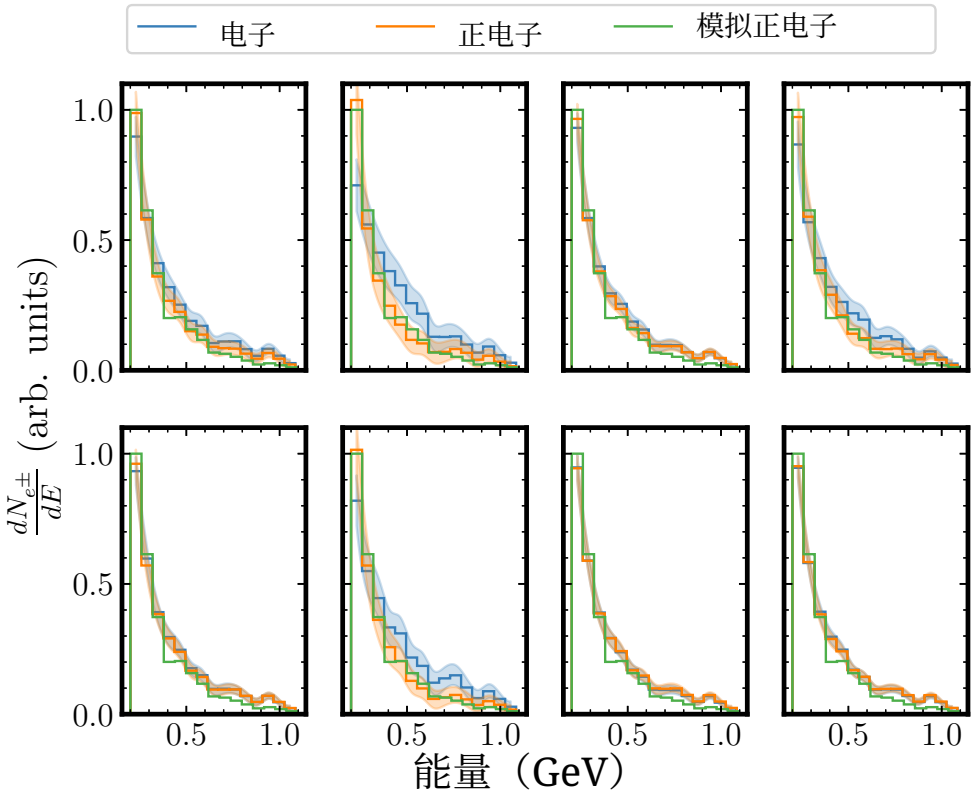


图 5. 光谱仪后端测得的 e^+e^- 对能谱及其相应的不确定度（阴影部分）。实验结果与从模拟中提取的正电子能谱（绿色）进行比较。

在 30 Hz 下 [32]），这表明光谱仪在持续运行期间几乎不会发生性能退化。整个实验期间的结果证实了这一点，因为我们未观察到转换箔上出现任何烧蚀效应。这表明伽马射线光谱仪能够以单次脉冲方式长时间运行。

IV. 信号的反卷积

在能量范围 $[200, 1100]$ 兆电子伏内，将八次具有相同 LWFA相互作用参数的次发射所测得的电子和正电子能谱分成 15 个相等的区间，随后使用光子在固体靶中引发成对产生的超相对论贝特–海特勒截面对这些数据进行反卷积 [33, 34]。

反卷积的数学过程涉及求解一个病态逆问题

；因此，直接求解方法所得结果的不确定度难以量化，尤其是在存在背景的情况下。因此，本文提出以统计方式表述反卷积过程，引入贝叶斯统计，不仅对病态问题进行正则化，还能通过置信区间衡量重建的不确定度。该实现采用了类似于 d’Agostini展开技术 [35], 的迭代贝叶斯方法，并将其应用于各个能谱，以重建进入光谱仪系统的光子能谱。有关反卷积过程的更多细节见附录。原则上，由于转换器中成对产生的对称性，选择对电子能谱还是正电子能谱进行反卷积并无区别；但探测器平面上的电子能谱通常更容易受到较强噪声的影响，因为还有其他过程会导致电子产生或散射（例如，转换器中的康普顿散射）。因此，本文将重点关注正电子能谱的反卷积。

反卷积过程的结果如图6所示，其中橙色（蓝色）线分别表示根据实验（模拟）的正电子能谱获得的重建伽马射线能谱，黑色虚线表示从图3(a)进入光谱仪的预测伽马射线能谱。尽管未在图中显示，电子能谱的重建也得到类似结果，并可用作一致性检查，具体如附录B所述。

模拟正电子能谱的反卷积结果代表了在与无噪声模拟电子能谱相同的离散化尺寸下，该能谱仪装置所能实现的理论最佳重建。采用这种测量技术，可以很好地重建入射光子能谱的形状，其结果处于95%置信区间内；本文将该区间选定为最高后验密度区间（ HPDI）。只有在200至260 兆电子伏之间的最低能量区间，才持续观察到一定程度的低估。对此可以这样理解：对于能量高于1.1 GeV的已产生粒子对，相关信息不足，因此也缺乏有关该能量范围内预期光子通量的信息。反卷积算法不考虑测量范围以外的光子能量；然而，这些光子仍可能对成对产生有显著贡献。由于成对产生过程的典型能谱形状，这种贡献在较低能量处最为显著。这一观察进一步表明，

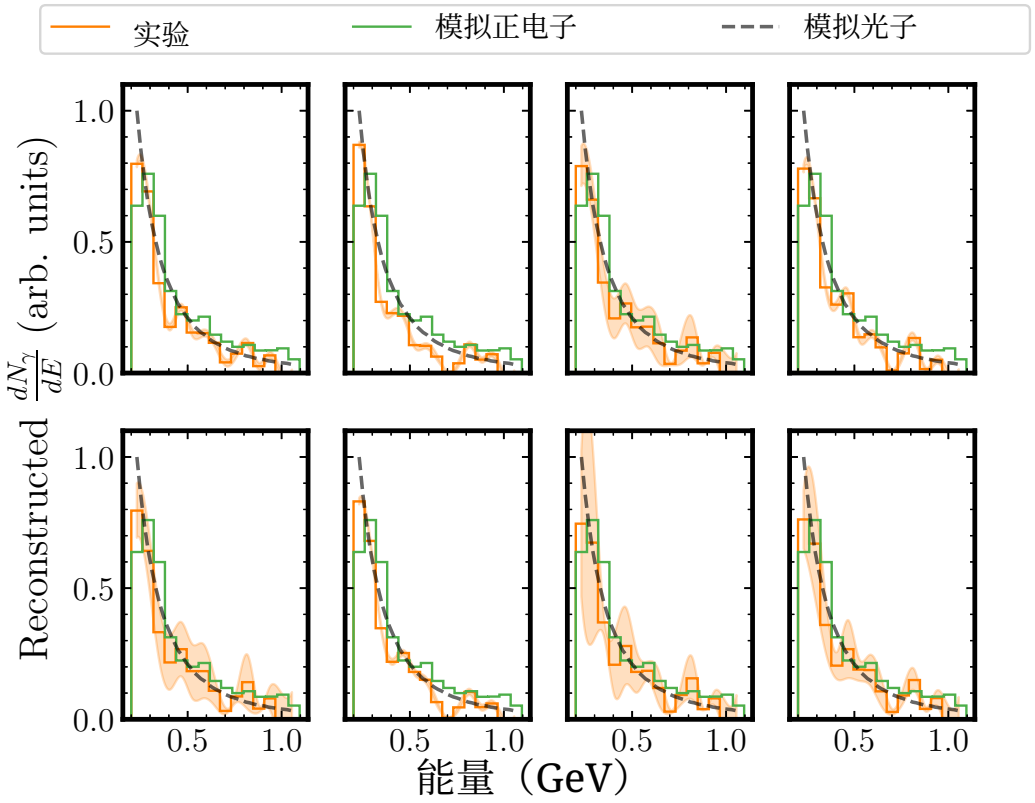


图6. 对图5中的实验（橙色）和模拟（绿色）正电子能谱应用反卷积算法后得到的重建光子能谱。叠加的虚线表示模拟得到的入射至光谱仪的光子能谱，与图3(a)相同。阴影带表示算法计算出的95%最高后验密度区间。

只有在预期光子群体的完整能量范围均得到解析时，这种伽马射线能谱学才完全适用。尽管如此，除最低能量区间外，其余重建结果与预期信号吻合良好。重建结果的95%最高后验密度区间对应一个对称的相对误差范围 ~ 0.1，在较低能量处增至 ~ 0.15；这也是由于缺乏对能量高于1100 兆电子伏的粒子能谱分布的了解所致。

五、讨论与结论

尽管观察到反卷积过程会在重建的伽马射线能谱中引入少量不确定度，但伽马射线能谱不确定度的主要来源是对电子-正电子对的能谱测量

在转换器中产生的。

如第二节和附录 A 所述，光谱仪的能量分辨率主要受电子-正电子对的发散度和磁体强度影响：$\Delta(E)/E \propto \Theta_S(E)/(z_M B)$，其中 $z_M B$为磁体的积分场强。在我们的实验中，偶极磁铁的强度相对较低，导致能量分辨率不够理想，为 $\Delta(E)/E = 0.26E$[GeV]。只需增加所用磁体的长度或强度，即可提高分辨率。例如，采用强度为 1 T、有效长度为 150 mm 的较常见永磁偶极磁铁，即可轻松使 100 兆电子伏量级范围内的分辨率提高 3.5 倍。例如，这将使 1 GeV 时的能量不确定度达到 ~ 75 兆电子伏。

我们还注意到，目前正在为大型设施设计的强场量子电动力学实验，例如 SLAC 的 E-320 [21] 和 Eu.XFEL 的 LUXE [23, 24] ，预计将分别利用能量为 13 和 16.5 GeV 的电子束产生康普顿散射光子束。因此，产生的光子束角分布会窄得多，因为它大致与粒子在产生点处的洛伦兹因子成反比（$\theta_\gamma \sim \gamma_B^{-1}$ ）。例如，对 LUXE实验进行的数值建模表明，光子束的角发散度约为$30\ \mu$rad，而这里观测到的数值为 $510\ \mu$rad。预计，这种更窄的锥形分布和更高的光子能量将使能量分辨率比本实验观测到的低 17 倍，从而使 GeV量级下的典型能量分辨率达到约 1–2%。

光谱仪的另一个关键方面是，它必须能够在单发模式下运行，并在较长时间内持续工作。我们的结果证实，转换靶的烧蚀可以忽略不计。根据模拟，我们估算光谱仪能够承受的伽马射线最大通量为 $\sim 4\times10^{10}$ 光子/cm^2/发。这约为我们实验中观测到的通量的 30 倍，相当于总电荷量为 6 nC 的电子束。

本文所述伽马射线光谱仪的工作原理主要沿用了参考文献 [20], 中首次提出的概念设计，但存在一些根本性的关键差异。最重要的改进在于伽马射线能谱的重建算法。最初提出的直接回代算法在逆问题的正则化方面存在根本性问题，并导致不确定性。

这些误差会随着算法的每一步呈指数级增长。在此，我们提出一种用于反卷积的统计贝叶斯方法，该方法能够对逆问题进行更严格的正则化，并使不确定性保持在较低水平。

此外，由于可用空间和设备方面的限制，以及尾场加速产生的电子束（及其后续产生的光子束）在性能上的差异，光谱仪的实际建造需要对概念设计作出一些调整。

总之，我们报告了首次对高通量 GeV 级光子束能谱进行的高分辨率、单发测量。实验结果与数值建模高度吻合，证实了对伽马射线能谱进行单发测量的可行性，其信噪比高，能量分辨率为 $\approx 10\%$。根据磁体强度和粒子能量进行简单缩放表明，可以轻松实现百分比级的能量分辨率。我们预计，这种诊断技术将为 E-320 和 LUXE 等强场量子电动力学实验提供关键数据。

VI. 致谢

G. S. 感谢 EPSRC 的资助（项目编号 EP/T021659/1、EP/V044397/1 和 EP/V049186/1）。作者感谢 Apollon 团队的支持，并感谢 E-320 和 LUXE 合作组成员所进行的有益讨论。

VII. 作者贡献

G.S.提出了这一构想及其实验实现，并获得了K.F.、N. C.和M.J.V.S.的帮助。实验工作由N.C.、K.F.、C.B.、R.C.、L.C.、S.D.D.、I.M.、L.R.、O.V.、A.W.、A.S.和B.C.开展，由M.J.V.S.和L.T.D.领导。K.F.进行了数值模拟，N.C.、E.G.和K.F.分析了数据。稿件由G.S.、K.F.、N.C.和E.G.撰写，并获得全体作者的帮助。

参考文献

[1] W. Schumaker、G. Sarri、M. Vargas、Z. Zhao、K. Behm、V. Chvykov、B. Dromey、B. Hou、A. Maksimchuk、J. Nees、V. Yanovsky、M. Zepf、A. G. R. Thomas 和 K. Krushelnick。激光尾场加速电子束产生高能辐射的测量。等离子体物理，21(5):056704，2014。doi:10.1063/1.4875336。URL https://doi. org/10.1063/1.4875336.[2] Y. Glinec、J. Faure、L. Le Dain、S. Darbon、T. Hosokai、J. J. Santos、E. Lefebvre、J. P. Rousseau、F. Burgy、B. Mercier 和 V. Malka。由激光等离子体驱动电子源产生的高分辨率 γ射线放射成像。物理评论快报，94:025003，2005年1月。doi: 10.1103/PhysRevLett.94.025003。URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett. 94.025003.[3] A. Giulietti、N. Bourgeois、T. Ceccotti、X. Davoine、S. Dobosz、P. D'Oliveira、M. Galimberti、J. Galy、A. Gamucci、D. Giulietti、L. A. Gizzi、D. J. Hamilton、E. Lefebvre、L. Labate、J. R. Marquès、P. Monot、H. Popescu、F. Réau、G. Sarri、P. Tomassini 和 P. Martin。由10太瓦激光脉冲驱动、位于巨偶极共振范围的强 γ射线源。物理评论快报，101: 105002，2008年9月。doi:10.1103/PhysRevLett.101.105002。URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.101.105002.[4] G. Sarri、D. J. Corvan、W. Schumaker、J. M. Cole、A. Di Piazza、H. Ahmed、C. Har- vey、C. H. Keitel、K. Krushelnick、S. P. D. Mangles、Z. Najmudin、D. Symes、A. G. R. Thomas、M. Yeung、Z. Zhao 和 M. Zepf。由非线性相对论汤姆孙散射产生的超高亮度多兆电子伏 γ射线束。物理评论快报，113:224801，2014年11月。doi: 10.1103/PhysRevLett.113.224801。URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett. 113.224801.[5] Wenchao Yan、Colton Fruhling、Grigory Golovin、Daniel Haden、Ji Luo、Ping Zhang、Baozhen Zhao、Jun Zhang、Cheng Liu、Min Chen、Shouyuan Chen、Sudeep Banerjee 和 Donald Umstadter。高阶多光子汤姆孙散射。自然·光子学，11(8):514–520，2017年6月。doi:10.1038/nphoton.2017.100。URL https://doi.org/10.1038/nphoton.2017. 100.[6] C. P. Ridgers、C. S. Brady、R. Duclous、J. G. Kirk、K. Bennett、T. D. Arber、A. P. L. Robinson 和 A. R. Bell。致密正负电子等离子体以及来自激光照射的超强 γ 射线

固体。物理评论快报，108:165006，2012年4月。doi:10.1103/PhysRevLett.108.165006。URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.165006.[7] Tatsufumi Nakamura、James K. Koga、Timur Zh. Esirkepov、Masaki Kando、Georg Korn 和 Sergei V. Bulanov。在超强激光与等离子体相互作用中产生高功率 γ射线闪光。物理评论快报，108:195001，2012年5月。doi:10.1103/PhysRevLett.108.195001。URL https: // link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.195001.[8] A. Gonoskov、A. Bashinov、S. Bastrakov、E. Efimenko、A. Ilderton、A. Kim、M. Mark- lund、I. Meyerov、A. Muraviev 和 A. Sergeev。通过激光偶极波中的受控电磁级联产生超高亮度 GeV 光子源。Phys. Rev. X，7:041003，2017年10月。doi:10.1103/PhysRevX.7.041003。URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevX.7. 041003.[9] P J Nolan、F A Beck 和 D B Fossan。大型反逃逸伽马射线探测器阵列。《核与粒子科学年度评论》，44(1):561–607，1994。doi: 10.1146/annurev.ns.44.120194.003021.[10] A. Gonoskov、T. G. Blackburn、M. Marklund 和 S. S. Bulanov。强电磁场中的带电粒子运动与辐射。Rev. Mod. Phys.，94:045001，2022年10月。doi: 10.1103/RevModPhys.94.045001。URL https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys. 94.045001.[11] J. M. Cole、K. T. Behm、E. Gerstmayr、T. G. Blackburn、J. C. Wood、C. D. Baird、M. J. Duff、C. Harvey、A. Il derton、A. S. Joglekar、K. Krushelnick、S. Kuschel、M. Marklund、P. McKenna、C. D. Murphy、K. Poder、C. P. Ridgers、G. M. Samarin、G. Sarri、D. R. Symes、A. G. R. Thomas、J. Warwick、M. Zepf、Z. Najmudin 和 S. P. D. Mangles。高强度激光脉冲与激光尾场加速电子束碰撞时发生辐射反作用的实验证据。Phys. Rev. X，8:011020，2018年2月。doi:10.1103/PhysRevX.8.011020。URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevX.8.011020.[12] K. Poder、M. Tamburini、G. Sarri、A. Di Piazza、S. Kuschel、C. D. Baird、K. Behm、S. Bohlen、J. M. Cole、D. J. Corvan、M. Duff、E. Gerstmayr、C. H. Keitel、K. Krushelnick、S. P. D. Mangles、P. McKenna、C. D. Murphy、Z. Najmudin、C. P. Ridgers、G. M. Samarin、D. R. Symes、A. G. R. Thomas、J. Warwick 和 M. Zepf。超强激光场中辐射反作用量子特性的实验特征。Phys. Rev. X，8:031004，2018年7月。doi:10.1103/PhysRevX.8.031004。URL https://link.aps.org/doi/10.

1103/PhysRevX.8.031004.[13]T. G. Blackburn、C. P. Ridgers、J. G. Kirk 和 A. R. Bell。激光与电子束碰撞中的量子辐射反作用。物理评论快报，112:015001，2014年1月。doi: 10.1103/PhysRevLett.112.015001。URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.112.015001.[14] Anton Ilderton。强激光脉冲中的三重态成对产生。物理评论快报，106:020404，2011年1月。doi:10.1103/PhysRevLett.106.020404。URL https://link.aps.org/doi/10.1103/ PhysRevLett.106.020404.[15] T. Grismayer、M. Vranic、J. L. Martins、R. A. Fonseca 和 L. O. Silva。反向传播激光脉冲中通过量子电动力学级联吸收激光能量。等离子体物理，23 (5):056706，2016年5月。doi:10.1063/1.4950841。URL https://doi.org/10.1063/1.4950841.[16] B Kettle、D Hollatz、E Gerstmayr、G M Samarin、A Alejo、S Astbury、C Baird、S Bohlen、M Campbell、C Colgan、D Dannheim、C Gregory、H Harsh、P Hatfield、J Hinojosa、Y Katzir、J Morton、C D Murphy、A Nurnberg、J Osterhoff、G Pérez-Callejo、K Põder、P P Rajeev、C Roedel、F Roeder、F C Salgado、G Sarri、A Seidel、S Spannagel、C Spindloe、S Steinke、M J V Streeter、A G R Thomas、C Underwood、R Watt、M Zepf、S J Rose 和 S P D Mangles。用于光子-光子物理的平台：双光子 Breit–Wheeler 过程。《新物理学杂志》，23(11):115006，2021年11月。doi:10.1088/1367-2630/ac3048。URL https://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/ac3048.[17] F. C. Salgado、N. Cavanagh、M. Tamburini、D. W. Storey、R. Beyer、P. H. Bucksbaum、Z. Chen、A. Di Piazza、E. Gerstmayr、Harsh、E. Isele、A. R. Junghans、C. H. Keitel、S. Kuschel、C. F. Nielsen、D. A. Reis、C. Roedel、G. Sarri、A. Seidel、C. Schneider、U. I. Uggerhøj、J. Wulff、V. Yakimenko、C. Zepter、S. Meuren 和 M. Zepf。强场量子电动力学实验的单粒子探测系统。《新物理学杂志》，24(1):015002，2021年12月。doi:10.1088/1367-2630/ac4283。URL https://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/ac4283.[18]Anthony Hartin、Andreas Ringwald 和 Natalia Tapia。测量量子电动力学真空的沸点。Phys. Rev. D，99:036008，2019年2月。doi: 10.1103/PhysRevD.99.036008。URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.99. 036008.[19]Mattias Marklund 和 Padma K. Shukla。光子-光子及光子-等离子体相互作用中的非线性集体现象。Rev. Mod. Phys.，78:591–640，2006年5月。doi:

10.1103/RevModPhys.78.591。网址：https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.78. 591。[20] Kyle Fleck、N. Cavanagh 和 G. Sarri。高通量多吉电子伏伽马射线光谱仪的概念设计。《自然·科学报告》，10，2020年6月。ISSN 2045-2322。doi:10.1038/s41598- 020-66832-x。[21]S. Meuren。在 FACET-II（SLAC E-320）上探测强场量子电动力学。2019年。doi：https://conf.slac.stanford.edu/facet-2-2019/sites/facet-2-2019.conf.slac.stanford.edu/files/basic-page-docs/sfqed_2019.pdf。[22] Naranjo.B、Andonian. G、Fukasawa.A、Majernik. N、Oruganti.M、Sakai.Y、Williams.O、Rosenzweig.J、Yadav.M、Holtzapple.R、Cavanagh.N、Sarri G.、Nielsen.C、Di Piazza.A、Keitel.C、Tam- burini.M、Gerstmayr.E、Meuren.S、Reis.D、Storey.D 和 Yakimenko.V。FACET-II 对产生谱仪。联合加速器会议网站，2021年。doi:10.18429/JACoW-IPAC2021-THPAB270。[23] H. Abramowicz、U. Acosta、M. Altarelli、R. Aßmann、Z. Bai、T. Behnke、Y. Benhammou、T. Blackburn、S. Boogert、O. Borysov、M. Borysova、R. Brinkmann、M. Bruschi、F. Burkart、K. Büßer、N. Cavanagh、O. Davidi、W. Decking、U. Dosselli、N. Elkina、A. Fedotov、M. Firlej、T. Fiutowski、K. Fleck、M. Gostkin、C. Grojean、J. Hallford、H. Harsh、A. Hartin、B. Heine- mann、T. Heinzl、L. Helary、M. Hoffmann、S. Huang、X. Huang、M. Idzik、A. Ilderton、R. Ja- cobs、B. Kämpfer、B. King、H. Lahno、A. Levanon、A. Levy、I. Levy、J. List、W. Lohmann、T. Ma、A. J. Macleod、V. Malka、F. Meloni、A. Mironov、M. Morandin、J. Moron、E. Negodin、G. Perez、I. Pomerantz、R. Pöschl、R. Prasad、F. Quéré、A. Ringwald、C. Rödel、S. Rykovanov、F. Salgado、A. Santra、G. Sarri、A. Sävert、A. Sbrizzi、S. Schmitt、U. Schramm、S. Schuwalow、D. Seipt、L. Shaimerdenova、M. Shchedrolosiev、M. Skakunov、Y. Soreq、M. Streeter、K. Swientek、N. Tal Hod、S. Tang、T. Teter、D. Thoden、A. I. Titov、O. Tol- banov、G. Torgrimsson、A. Tyazhev、M. Wing、M. Zanetti、A. Zarubin、K. Zeil、M. Zepf 和 A. Zhemchukov。LUXE实验概念设计报告。《欧洲物理杂志专题》，230(11):2445–2560，2021年9月。doi:10.1140/epjs/s11734-021-00249-z。网址：https://doi.org/10.1140%2Fepjs%2Fs11734-021-00249-z。[24]A. Abramowicz 等。LUXE实验技术设计报告。2023年。doi：https://arxiv.org/abs/2308.00515。

[25]D. J. Corvan、G. Sarri 和 M. Zepf。高通量兆电子伏伽马射线束紧凑型能谱仪的设计。《科学仪器评论》，85(6):065119，2014年。doi: 10.1063/1.4884643。[26] K. T. Behm、J. M. Cole、A. S. Joglekar、E. Gerstmayr、J. C. Wood、C. D. Baird、T. G. Blackburn、M. Duff、C. Harvey、A. Ilderton、S. Kuschel、S. P. D. Mangles、M. Marklund、P. McKenna、C. D. Murphy、Z. Najmudin、K. Poder、C. P. Ridgers、G. Sarri、G. M. Samarin、D. Symes、J. Warwick、M. Zepf、K. Krushelnick 和 A. G. R. Thomas。光子能量大于 10 兆电子伏的超短伽马射线脉冲能谱仪。《科学仪器评论》，89(11):113303，2018年。doi:10.1063/1.5056248。[27] F. Barbosa、C. Hutton、A. Sitnikov、A. Somov、S. Somov 和 I. Tolstukhin。杰斐逊实验室 D厅的对产生能谱仪触发探测器。《核仪器与方法物理研究A辑》，795:376–380，2015年。doi: 10.1016/j.nima.2015.06.012。[28] Apollon。Apollon 激光设施 [在线], 2020。网址：https://apollonlaserfacility.cnrs. fr/。[29] E. Esarey、C. B. Schroeder 和 W. P. Leemans。激光驱动等离子体电子加速器的物理学。《现代物理学评论》，81:1229–1285，2009年8月。doi:10.1103/RevModPhys.81.1229。网址：https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.81.1229。[30] S. Agostinelli、J. Allison 等。Geant4——一个模拟工具包。《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》，506(3):250–303，2003年。ISSN 0168-9002。doi:https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8。网址：https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688。[31] J. Allison、K. Amako 等。Geant4的发展与应用。《IEEE核科学学报》，53(1):270–278，2006年。doi:10.1109/TNS.2006.869826。[32] L. Torrisi、G. Ciavola、S. Gammino、L. Ando、A. Barna、L. Laska 和 J. Krasa。高功率 Nd:钇铝石榴石脉冲激光辐照对金属的蚀刻。《科学仪器评论》，71(11):4330，2000年。doi:10.1063/1.1287628。网址：https://doi.org/10.1063/1. 1287628。[33] Yung-Su Tsai。带电轻子的成对产生和韧致辐射。《现代物理学评论》，46:815–851，1974年10月。doi:10.1103/RevModPhys.46.815。网址：https://link.aps.org/doi/10. 1103/RevModPhys.46.815。

[34] Spencer R. Klein。10 GeV 至 10 ZeV 的成对产生。《辐射物理与化学》，75(6):696–711，2006 年 6 月。doi:10.1016/j.radphyschem.2005.09.005。URL https://doi.org/10. 1016%2Fj.radphyschem.2005.09.005。[35] G. D'Agostini。改进的迭代贝叶斯展开，2010 年。URL https://arxiv.org/abs/ 1010.0632。

[36] Yannick Glinec。《超强激光脉冲在欠密等离子体中的传播：准单能电子束的产生及应用开发》。博士论文，巴黎综合理工学院，2006年9月。网址：https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-00131624。论文亦有英文版，网址：http://perso.orange.fr/en-vrac/These。

[37] William H. Press、Saul A. Teukolsky、William T. Vetterling 和 Brian P. Flannery。《Numerical Recipes 3rd Edition: The Art of Scientific Computing》。剑桥大学出版社，美国，第3版，2007年。ISBN 0521880688。

[38]M. Piana。49——太阳等离子体发射的韧致辐射谱反演。载于 Marc Moonen 和 Bart De Moor 编，《SVD and Signal Processing III》，第475–484页。Elsevier Science B.V.，阿姆斯特丹，1995年。ISBN 978-0-444-82107-2。doi：https://doi.org/10.1016/B978-044482107-2/50051-0。URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780444821072500510。

[39] A. Mohammad-Djafari。关于贝叶斯方法求解逆问题中的超参数估计。载于《1993 IEEE International Conference on Acoustics, Speech, and Signal Processing》，第5卷，第495–498页（第5卷），1993年。doi:10.1109/ICASSP.1993.319857。

[40] Ali Mohammad-Djafari。《逆问题的完整贝叶斯方法》。载于 Kenneth M. Hanson 和 Richard N. Silver（编），《最大熵与贝叶斯方法》，第 135–144 页，Dordrecht，1996 年。Springer Netherlands。ISBN 978-94-011-5430-7。

附录 A：磁偏转

从光谱仪获得的信息是电子和正电子的位置空间能谱。粒子位置 x 可以利用磁体长度为 z_M 、磁场强度为 B 的磁体后端距探测器 z_D 处的磁色散关系，与其能量 E 建立关联，

$$E(x) \simeq eB \cdot \frac{z_M}{x}\left(\frac{z_M}{2} + z_D\right), \tag{A1}$$

假设 $E \gg eBz_M$。此外，探测器上的能量分辨率受到两个因素的限制，这会导致分箱过程中的不确定度：原始光子束的发散角 [36]；以及探测器的空间分辨率。在假设这些分量相互独立的情况下，可获得的总分辨率为这些分量的平方和的平方根。

$$\frac{\Delta(E)}{E} = \frac{(z_S + z_M + z_D)\Theta_S}{(z_D + z_M/2)z_M} \cdot \frac{E}{eB} \oplus \frac{\delta x}{z_M(z_M + z_D)} \cdot \frac{E}{eB}, \tag{A2}$$

其中， δx 是屏幕的空间分辨率（例如像素宽度）， z_S 是成对粒子的源（转换箔）与磁体入口之间的距离， Θ_S 是转换后电子/正电子的发散角。在超相对论极限下，若光子具有发散角 θ_γ，且轻子具有洛伦兹因子 γ，则可以假设 $\Theta_S \sim \sqrt{\theta_\gamma^2 + \frac{1}{\gamma^2}}$。

附录B：重建算法

光子束穿过薄转换靶时产生的 e^+e^- 对数可用 [33]计算

$$\frac{dN}{dE} = \frac{N_A \rho t}{A} \int_E^{\omega_{max}} d\omega \, \frac{d\sigma}{dE} \frac{dN_\gamma}{d\omega}. \tag{B1}$$

ω_{max} 是光子能量的某个已知最大值， $\frac{dN_\gamma}{d\omega}$ 是入射光子束的能谱， $\frac{dN}{dE}$ 是出射 e^+e^- 对的能谱，而 $\frac{d\sigma}{dE}$ 是成对产生的（能量）微分截面。 A 是原子质量， X_0 是转换材料的辐射长度， N_A 是阿伏伽德罗常数。 t 是密度为 ρ的转换器厚度。在适用于高-Z材料及光子能量 $\gtrsim$ 1GeV的完全屏蔽极限下，截面可用二次近似 [33, 34] 表示，

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{A}{N_A X_0} \frac{1}{\omega} \left[1 - \frac{4}{3} \frac{E}{\omega} \left(1 - \frac{E}{\omega} \right) \right], \tag{B2}$$

有效。

然后，在确定 e^+/e^- 能谱后，可通过首先对积分进行离散化，并令$\frac{dN_\gamma}{d\omega} \to \boldsymbol{f}$ 和 $\frac{dN}{dE} \to \boldsymbol{g}$，对方程 (B1) 进行求逆，从而获得原始光子能谱。随后，可将反卷积表示为线性矩阵方程的求逆问题。

$$\boldsymbol{g} = \mathcal{K}\boldsymbol{f}. \tag{B3}$$

$\mathcal{K}$ 是一个矩阵，其元素包含算子项 $\frac{N_A \rho t}{A} \int d\omega \, \frac{d\sigma}{dE} \circ$；该核算子的具体结构取决于所采用的求积方法。本分析采用标准梯形法则。由于该问题具有三角结构（当 $\overline{\omega} < E$ 时，$\mathcal{K} = 0$ ），因此可以通过直接回代求解 [37] ；然而，将其与贝叶斯方法相结合 [38–40], ，可以更稳健地处理测量能谱中的噪声。

为以统计方式表述反卷积问题，在算子方程中引入噪声项 $\boldsymbol{\eta}$

$$\boldsymbol{g} = \mathcal{K}\boldsymbol{f} + \boldsymbol{\eta}. \tag{B4}$$

随后为噪声指定一种统计分布——这里选择高斯分布，并假设其与信号独立，即 $\eta_i \sim \mathcal{N}(0,\ \sigma_b^2)$，其中 σ_b^2为噪声的方差。根据式 (B4),

$$\mathbb{P}(\boldsymbol{g}|\boldsymbol{f}, \beta, \mathcal{K}) = \left(\frac{\beta}{2\pi}\right)^{\frac{n}{2}} \exp\left(-\frac{1}{2}\beta\|\boldsymbol{g} - \mathcal{K}\boldsymbol{f}\|^2\right). \tag{B5}$$

这里，$\mathbb{P}(g|\boldsymbol{f},\ \beta,\ \mathcal{K})$ 是该问题的似然函数，其中 $n =$维 $\boldsymbol{g} =$维 $\boldsymbol{f}$，且 $\beta = 1/\sigma_b^2$ 为精度。要应用贝叶斯方法，必须给出一个先验分布，同时对 $\boldsymbol{f}$ 仅作一般性假设，即能谱的取值不能为负，也就是 $\boldsymbol{f} \succeq 0$。因此，采用方差未知且待推断的正态分布，其均值由式 (B3) 的回代解确定。根据构造，该先验均值的所有分量都严格非负。

应用经验贝叶斯推断，通过最大化边缘似然函数来推断未知方差（等价地说，精度），

$$\mathbb{P}(\boldsymbol{g}|\beta, \theta, \boldsymbol{f}_0, \mathcal{K}) = \int d^n f \, \mathbb{P}(g|\boldsymbol{f}, \beta, \mathcal{K}) \cdot \mathbb{P}(\boldsymbol{f}|\boldsymbol{f}_0, \theta), \tag{B6}$$

随后即可使用。接着利用这些推断值计算所得的后验分布，$\mathbb{P}(\boldsymbol{f}|\boldsymbol{g}, \beta, \theta, \boldsymbol{f}_0, \mathcal{K})$。该分布的均值（最大后验概率估计）被视为逆问题（B4）的解，而能谱重建的误差则用解周围的最高后验密度区间（HPDI）表示。

图 7 给出了反卷积算法性能的一个示例。在这些测试中，使用高斯分布（图 a）和分段阶跃函数（图 b）作为光子谱，随后在模拟中将其通过光谱仪传播。然后，采用上述方法对所得的电子和正电子能谱进行反卷积，以得到

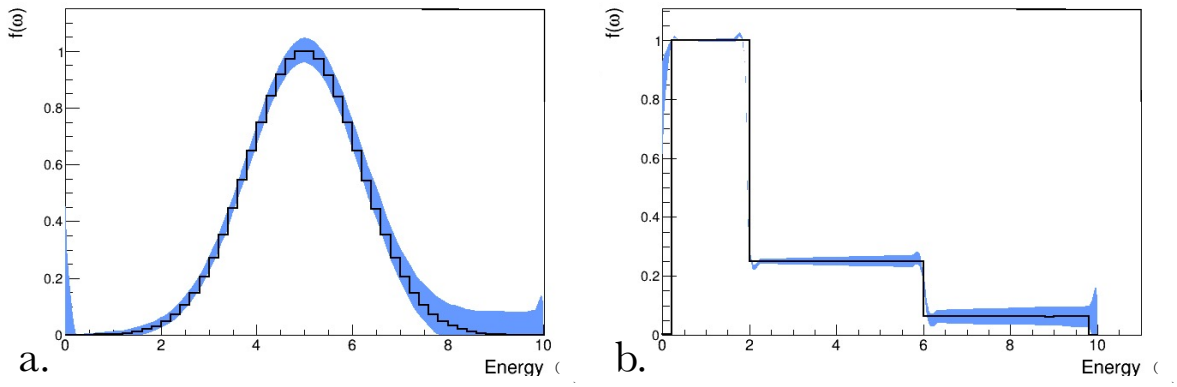


图 7. 对 (a) 高斯分布（均值为 $= 5$ GeV， $\sigma = 1.2$ GeV）和 (b) 分段阶梯状光子能谱进行反卷积的结果。黑色表示原始能谱，蓝色阴影表示各情况下重建结果的 95%最高后验密度区间。

恢复的伽马射线能谱及其相关不确定度（图 7 中的蓝色带）。从这两个示例可以看出，光谱仪能够高保真地重建伽马射线能谱，并能精确识别能谱中的边缘。例如，图 7.b 中 2 GeV 处的边缘，其识别不确定度为 $\pm$ 120 兆电子伏（≈6%）；而 6 GeV 处边缘的识别不确定度约为 $\pm$ 170兆电子伏（$\approx$ 3%）。