arXiv:2611.30375v1 [physics.ins-det] 23 Nov 2026

用于 J-PARC μ子加速研究的 μ子素激光电离系统

Shusei Kamioka[a,*], Meng Lyu[b], Katsuyoshi Homma[d], Tsutomu Mibe[a,b], Shinki Nakamura[d], YuOishi[a,*], Koichiro Shimomura[a], Tatsuya Shinozaki[c], Hikaru Sunagawa[a], Satoshi Wada[c], Takumi Yamada[d], Takayuki Yamazaki[a]

[a]日本高能加速器研究机构（*KEK*），日本茨城县筑波市大穗 *1-1*，邮编 *305-0801*[b]日本东京文京区本乡 *7-3-1*，东京大学理学研究生院，邮编 *113-0033*[c]日本埼玉县和光市广泽 *2-1*，理化学研究所先进光子学中心，邮编 *351-0198*[d]日本茨城县日立市中成泽 *4-12-1*，茨城大学工学院，邮编 *316-8511*

摘要

本文报告了为开展μ子加速器研究，在J-PARC材料与生命科学实验设施H2区域安装的μ子素电离激光系统的开发与调试。在该加速器方案中，通过热偶素原子的激光电离产生的超慢μ子，作为后续射频加速的粒子源。该激光系统产生用于激发μ子素的相干122纳米脉冲，以及用于光电离激发态μ子素的355纳米脉冲。此外，还开发了真空紫外（VUV）脉冲传输系统和VUV脉冲诊断设备。利用5.7 keV μ子传输线确认了μ子素电离，并观测到约6 s^{-1} 的μ子率。这些结果证明了电离系统的运行，并为后续μ子加速器研究提供了平台。

关键词： μ子加速器、超慢缪子、VUV光源、四波混频

*通讯作者电子邮箱：kamioka@post.kek.jp（Shusei Kamioka）、bigstone@post.kek.jp（Yu Oishi）

1. 引言

通过加速超慢缪子产生的低发射度正缪子束，有望支持粒子物理和材料科学领域广泛的未来实验 [1–3]。在这种方法中，表面缪子被停止在μ子素产生靶中 [4]。一部分停止的缪子会形成热μ子素原子（Mu，μ^+e^-），并释放到真空中。随后，发射出的μ子素原子经激光脉冲共振激发并发生光电离，从而产生热正缪子。这些低能缪子称为超慢缪子，之后会被提取并加速。作为一种热粒子源，超慢缪子的归一化横向均方根发射度较小，约为 $0.3\ \pi$mm·mrad [1], ，适合后续加速。其一项拟议应用是测量μ子反常磁矩并搜寻缪子电偶极矩 [1]。另一项可能的应用是利用加速μ子束进行缪子成像。具有确定能量的高强度μ子束，可实现分辨率更高、采集时间更短的缪子成像，优于基于宇宙线缪子的成像 [3, 5]。近期，研究人员已演示将超慢缪子通过射频加速至100 keV [6]。

在这一演示之后，日本质子加速器研究综合体（J-PARC） [7, 8]的材料与生命科学实验设施（MLF）正在建设一个名为 H2区域的新实验区，以推进 μ子加速器的实施。来自 H线的高强度表面μ子束被传输至该区域 [9]。计划在该区域开展使用射频四极加速器（RFQ）将缪子加速至 340 keV，以及使用交指型 H 模漂移管直线加速器（IH-DTL）将其加速至 4.3 MeV 的研究 [10–13]。近期，面向 H2区域的低能超慢缪子传输与诊断线已建成并完成调试 [14]。

μ子素的激光电离是μ子加速器的关键组成部分之一。由于μ子素的结合能高达 13.6 eV，采用单光子进行光电离在技术上极具挑战性，因此需要采用共振多光子电离方案使μ子素发生光电离。在此前的缪子加速实验中，使用了最初为μ子素精密激光光谱学开发的 244 nm 光源，通过 $2S$ state [6, 15] 对μ子素进行电离。双光子 $1S$-$2S$ transition 需要较高的激光强度 [16], ，因此难以在μ子素分布的较大横向范围内保持足够的激发效率 [17]。在此之

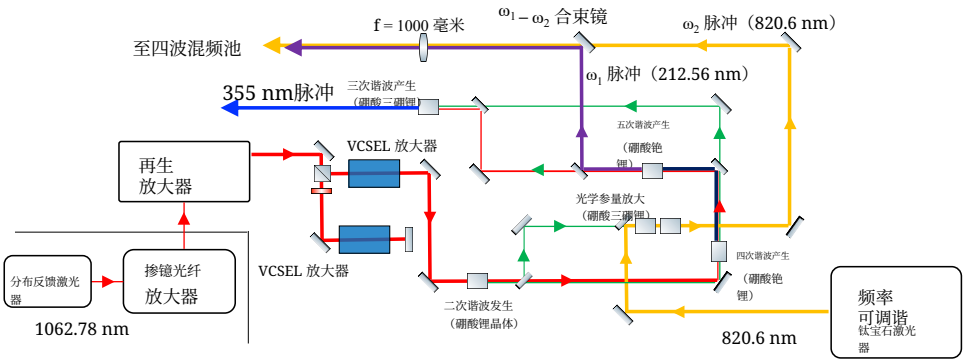

图1：122纳米和355纳米激光系统示意图。通过放大分布反馈半导体激光器（DFB激光器）发出的1062.78 nm光，并随后经谐波产生转换其频率，生成212.56 nm ω_1 脉冲。820.6 nm ω_2 脉冲由可调频钛宝石激光器产生。将 ω_1 脉冲和 ω_2 脉冲合并并聚焦到四波混频池中，以产生122 nm 脉冲。355 nm脉冲由 ω_1 产生系统中的剩余脉冲生成。SHG、THG、4thHG、5thHG和OPA分别表示二次、三次、四次和五次谐波产生以及光学参量放大。VCSEL Amp表示由垂直腔面发射激光器（VCSEL）泵浦的放大器。

前的加速实验中，μ子束流率为 2×10^{-3} μ^+/脉冲 [6]。此外，244 nm 光源的脉冲持续时间为 60 纳秒，而要缩短加速缪子束的时间宽度，则需要更短的脉冲 [1]。

因此，需要一种能够提供更高μ子率且适合集成到H2缪子加速器装置中的光源。在MLF U线上进行 μSR实验时，超慢缪子通过激光电离产生，具体方式是激发至 $2P$ 态 [18]。与双光子 $1S$–$2S$ 跃迁相比， $1S$–$2P$ 跃迁的跃迁偶极矩大得多，因此这种电离方案有利于实现高效的μ子素电离。因此，H2缪子加速器系统也采用了相同的电离方案。然而，激发至 $2P$ 态所需的短波长光源在技术上颇具挑战 [19, 20]。此外，由于122纳米处于真空紫外（VUV）波段，还需要专用的真空紫外传输系统，并在真空环境下运行。

本文报告了安装于J-PARC MLF H2区域、用于μ子加速器的μ子素电离激光系统的开发与调试。该激光系统产生相干的122纳米脉冲，用于

将基态μ子素激发至 $2P$ 态。同时产生355 nm脉冲，用于电离激发态μ子素。该基本光源方案由Saito等人建立 [20] ，并在此基础上开发了用于集成到缪子加速器装置中的新系统。我们还开发了VUV脉冲传输系统及其诊断设备。这些诊断设备还可提供激光参数，用于表征后续加速所需的初始超慢μ子束分布。

本文的组织结构如下。第2节介绍为H2区域开发的光源配置。第3节介绍VUV脉冲传输系统和真空紫外诊断，同时讨论真空紫外脉冲的特性。第4节报告在束流时间内对光源进行调试、以验证μ子素电离的结果。第5节讨论调试结果和未来升级计划，最后给出结论。

2. 激光系统

实验区域旁、H2区域辐射屏蔽体附近建造了一间洁净室。激光系统安装在一张7.2 m× 0.8 m的光学平台上，该平台沿着洁净室面向辐射屏蔽体的墙壁放置。光轴距地面1.6 m，与束线出口的高度一致。激光脉冲通过洁净室墙壁和辐射屏蔽墙上的光学穿孔传输至实验区域。

图1展示了激光系统的示意图。该激光系统是为H2区域新建的，采用了Saito等人确立的基本光源方案 [20, 21] ，并由Oishi等人进一步改进，以适用于MLF U线运行 [22]。与先前的系统相比，光源和VUV传输系统的若干部件经过改造或重新设计，以适用于H2区域，具体如下所述。

122 nm 脉冲通过氪气中的双光子共振四波混频（四波混频）过程产生 [23–25]。四波混频需要两个输入脉冲：波长为 $\omega_1 = 212.56$纳米的双光子共振激发光，以及波长为 $\omega_2 = 820.6$ 纳米的混频光。产生的VUV频率由 $\omega_{\mathrm{VUV}} = 2\omega_1 - \omega_2$给出。

该 ω_1 脉冲由1062.78 nm激光经谐波转换产生。 ω_2 脉冲由可调频钛宝石激光器产生，并使用光学参量放大器（OPA）进行放大。355 nm

脉冲也由1062.78 nm激光系统产生。以下小节将对此进行更详细的介绍。

2.1. ω1 脉冲的产生

ω_1 脉冲由波长为 1062.78 nm 的脉冲光的五次谐波产生 .
采用光纤耦合分布反馈半导体激光器（DFB）（QLD1061，QDLaser）作为主振荡器。使用波长计（WS6，HighFinesse）监测其波长，并将其调至 1062.78 nm。种子激光器经由 Shinozaki 等人开发的掺镱光纤放大器放大并产生脉冲 [26]。放大器的工作重复频率为 100 kHz。脉冲产生的触发信号源自用于加速器射频系统的 12 MHz 参考信号，因此激光脉冲与加速器射频同步。脉冲持续时间由触发脉冲的宽度控制，本研究中该宽度设为 3.2 ns。使用快速光电二极管（FPD-VIS-300，Ophir）测得脉冲的时间持续时间为 2.9 ns（FWHM）；该二极管的标称上升时间小于 0.3 ns，并配有一台带宽为 2 GHz 的示波器。

使用再生放大器对 1062.78 nm 脉冲进行放大。采用 Nd:YGAG 晶体作为放大器增益介质（$4\times4\times10\,\mathrm{mm}^3$） [21, 27]。放大器以 25 Hz 运行，与表面μ子束的重复频率相匹配，输出脉冲能量为 6 mJ。随后，使用两个商用垂直腔面发射激光器（VCSEL）泵浦放大器模块（SLD-8×5-4，Laserconn）进一步放大脉冲。增益介质为 Nd:YGAG 晶体（$\phi40\mathrm{mm}\times65$ mm）。最大输出能量为 90 mJ。放大后的光束直径调整至约 5 mm，以用于后续频率转换级。

在 LBO 晶体（$10\times10\times20\,\mathrm{mm}^3$）中产生二次谐波。分出一部分二次谐波，用作放大 ω_2 脉冲的泵浦光。随后，使用第一块 CLBO 晶体（$10\times10\times15\,\mathrm{mm}^3$）产生四次谐波。通过第二块 CLBO 晶体（$15\times15\times15$ mm^3）对基频脉冲和四次谐波脉冲进行和频产生，得到 212.56 nm 脉冲。ω_1 脉冲能量为 3 mJ，在 ω_1–ω_2 合束镜下游测得。

2.2. ω₂ 脉冲的产生

频率可调谐钛宝石激光振荡器用作该 ω_2 脉冲的种子源。安装在振荡器腔内的声光可调谐滤波器（AOTF）充当腔内带通滤波器；它决定振荡

带宽，而其射频驱动频率控制中心波长 [28,29]。

由于 ω_2 脉冲的光谱带宽比ω_1 脉冲宽得多，因此生成的122 nm脉冲的带宽主要由 ω_2 脉冲的带宽决定。300开尔文下μ子素原子的多普勒宽度约为80吉赫兹（FWHM）。因此， ω_2 脉冲应具有足够宽的带宽，使生成的122 nm脉冲能够覆盖多普勒展宽跃迁。 $1S-2P$跃迁的超精细结构和精细结构分裂远小于该多普勒宽度，因此在光谱上无法分辨。

振荡器的输出脉冲能量为 $100\ \mu$J。该脉冲使用光学参量放大器进行放大。来自 ω_1系统的12 mJ、531 nm脉冲中的一部分被用作光学参量放大器中两块LBO晶体（$6\times6\times20\ \mathrm{mm}^3$）的泵浦光。 ω_2 脉冲能量为1.8 mJ，在 ω_1–ω_2合束镜下游测得。光谱带宽使用光谱仪（HR4000，Ocean Optics）进行评估。图2显示了光学参量放大器之后测得的光谱。测得的FWHM约为220吉赫兹。μ子素跃迁的预期多普勒宽度换算为相应的 ω_2频率尺度后，也叠加显示在图中。

通过位于ω_1–ω_2 合束镜上游的透镜调节 ω_2 脉冲的光束尺寸，使 ω_1 和 ω_2 脉冲经用于四波混频的聚焦透镜聚焦于同一位置。

2.3. 相干*122*纳米脉冲产生

图3展示了四波混频气体池及122 nm脉冲分离几何结构的示意图。 ω_1 和 ω_2 脉冲共线合束。使用一片未镀膜凸透镜将共线脉冲聚焦到四波混频气体池中，该透镜的 $f=1000\ \mathrm{mm}$。四波混频过程中，气体池中充入Kr–Ar气体混合物，总压力为4000 Pa，Kr:Ar压力比为1:5.5。Kr:Ar压力比的选择依据此前的研究 [22]。

气体池长 1.3 米。输入窗口是一片 3 毫米厚、未镀膜的 MgF_2 板。输出窗口为楔形 MgF_2 窗口，楔角为 6° ，最薄处厚度为 3 毫米。在先前的研究中，输出窗口采用 LiF [22]制成；而本系统采用 MgF_2 ，因为它在 122 纳米处具有更高的透射率 [30]。较长的气体池使输出窗口能够放置在离焦区更远的位置，

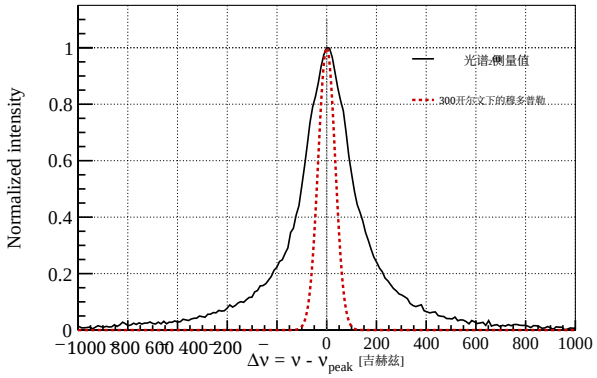

图2： ω_2 光在频域中的光谱。将测得的波长光谱转换为频率，并进行平移，使光谱峰值位于零点。黑色曲线表示测得的 ω_2 光谱，并已按其最大值归一化。红色曲线表示高斯轮廓，对应于300开尔文时μ子素的多普勒展宽热分布。

从而降低 122 纳米脉冲在窗口处的通量。选择长 7.2 米的光学平台，以容纳较长的四波混频气体池。剩余空间也使未来升级时能够进一步延长气体池。

气体池通过一根长 1300 毫米、相对于气体池轴线倾斜 2.5° 的连接管与激光转向腔相连。这种几何结构为经楔形输出窗偏转的 122 nm 脉冲提供了足够的传播长度，使其能够在空间上与残余的 ω_1 和 ω_2 脉冲分离。

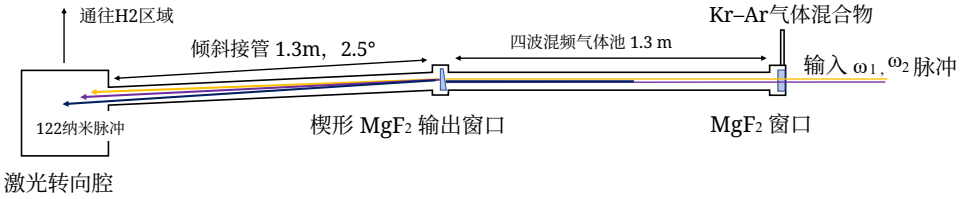

图3：四波混频气体池及122 nm脉冲分离几何结构示意图。气体池长1.3米。气体池的输出窗口为楔形MgF_2 窗口。气体池安装在光学平台上，并通过一根长1.3米、相对于气体池轴线倾斜2.5° 的连接管，与下游激光转向腔相连。该几何结构使122 nm脉冲与残余的 ω_1 和 ω_2 脉冲在空间上分离。

将 Kr–Ar气体混合物引入四波混频池后，122 nm 的产生效率在运行过程中逐渐降低。这种下降可能与相互作用区内气体混合物状态随时间发生变化有关。因此，四波混频池中的气体混合物每 3 小时自动更换一次，以维持稳定的 FWM效率。

*2.4. 355 nm*脉冲的产生

355 nm脉冲由用于 ω_1 系统的1062.78 nm脉冲的三次谐波产生。生成 ω_1 脉冲后剩余的基频脉冲和二次谐波脉冲在LBO 晶体中混频。生成的355 nm光的脉冲能量为4.5 mJ。

使用快速光电二极管（FPD-VIS-300，Ophir）和带宽为2 GHz的示波器测得脉冲的时间宽度为2.1 ns（FWHM）；该光电二极管的标称上升时间小于0.3 ns。相对于12 MHz参考信号，355 nm脉冲的相对定时抖动为80–130 ps，该数值使用同一光电二极管和示波器测得。脉冲幅度达到50 %的交点被用来定义脉冲定时。该抖动远小于对应于μ子加速器324 MHz加速器频率的3.09 ns射频周期。与122 nm激发脉冲共同作用时，355 nm脉冲会影响电离时间分布；但使用现有的真空紫外诊断设备无法直接测量122 nm脉冲的持续时间。

透镜组和柱面透镜用于在μ子素产生区形成垂直方向拉长的光束光斑，以适应发射出的μ子素原子垂直方向拉长的分布 [17]。355 nm脉冲也被送入激光转向室。

3. 真空紫外脉冲传输与诊断设备

由于122纳米脉冲会被空气强烈吸收，因此在洁净室内安装了一套专用的真空紫外脉冲传输系统，并在H2区域与μ子素产生腔相连。

图4展示了122纳米和355纳米脉冲传输及诊断布局的示意图，其中包括激光转向腔、真空紫外诊断室、缪子素产生腔、一氧化氮气体池（NO cell）和355 nm 光束束流阻止器。系统中的典型压力为10^{-4}–10^{-5} 帕。激光转向腔内设有电动位移台和镜架，用于远程校准122纳米和355纳米脉冲。

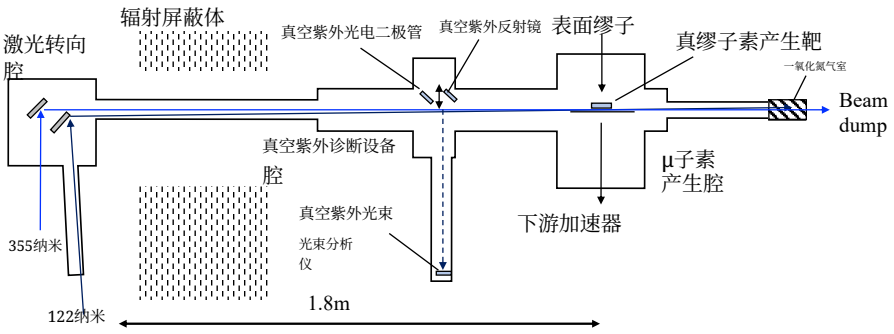

图4：真空环境下真空紫外脉冲传输与诊断设备的示意图。在四波混频池中产生的122 nm 脉冲被传输至μ子素产生靶区。激光转向腔内设有用于控制光路的光学元件。真空紫外诊断室内设有探测器，用于评估122 nm 脉冲的脉冲能量和光束轮廓。一氧化氮气体池（NO cell）用作122 nm 脉冲的在线监测器。355 nm脉冲也经由激光转向腔传输至μ子素产生靶区，并在传输线末端被卸除。

真空紫外诊断室配备了用于表征传输后的122纳米脉冲的探测器。从激光转向腔出口法兰平面到缪子素产生靶中心的距离约为1.8米。以下小节将更详细地介绍这些组件，并评估相关激光参数。

3.1. 真空紫外脉冲传输

四波混频气体池中产生的 122 nm 脉冲和 355 nm脉冲通过安装在激光转向腔中的反射镜传输至 μ子素产生区。真空紫外转向镜是一面镀有增强铝涂层的凹面柱面反射镜，曲率半径为 $R = 2000\text{mm}$。其在 122 纳米处的反射率约为 80% [22]。这种配置在 μ子素靶区产生了垂直拉长的 122 nm 光束轮廓。

本设计仅使用一面真空紫外反射镜，以最大限度地减少 122 nm 脉冲的传输损耗。相比之下，先前的系统使用了两面转向镜 [22], ，以牺牲额外的真空紫外损耗为代价，换取更大的光束对准灵活性。真空紫外转向镜安装在真空兼容电动镜架（8821-L-UHV，Newport）上。为控制这种单镜配置下的光路，镜架

固定在电动平移台（PDX1AV/M，Thorlabs）上。闭环平移台可沿光束轴定量调节光路，从而改变激光—靶距离。

真空紫外转向镜的安装位置使 122 nm 脉冲在反射镜边缘附近发生反射。这种几何布局可防止被楔形输出窗口与 122 nm 脉冲在空间上分离的残余 ω_1和 ω_2 脉冲反射至 H2区域。同时，反射后的 122 nm 脉冲沿着靠近 355 nm 光路的路径传播，因此两束脉冲能够以较小的交叉角传输至μ子素产生区。

3.2. 真空紫外诊断与激光参数评估

为表征 122 nm 脉冲，真空紫外诊断腔内安装了图 4 所示的以下诊断设备。根据先前研究 [22], 中报告的设计制作的真空紫外光电二极管和真空紫外光束分析仪，分别用于测量脉冲能量和空间轮廓。此外，运行期间还使用一氧化氮气室作为 122 nm 脉冲的在线监测器 [31, 32]。

真空紫外光电二极管（SXUV300C，Opto Diode）通过真空直线运动馈通装置插入光束路径中。选择该光电二极管是因为它在长时间紫外线照射下具有良好的稳定性。将峰值波长为122纳米的窄带滤光片（FN122-XN-2D, Teledyne Acton Optics）置于光电二极管前方，以抑制其他波长的信号。光电二极管信号通过50 Ω输入端接读取，且未施加反向电压。

使用212纳米 ω_1 脉冲对光电二极管进行校准。根据数据表中规定的122纳米与212纳米处的响应度比，推导出122纳米处的校准因子。在2026年6月的运行期间，典型的真空紫外脉冲能量为（7 ± 1）μJ。脉冲间相对均方根（RMS）波动为20%。所述不确定度主要由校准不确定度决定。

真空紫外光束分析仪采用水杨酸钠荧光粉，该荧光粉吸收真空紫外光并在约 410 nm 处发出荧光。相机记录可见荧光，以获取光束的空间轮廓。在诊断腔中，可利用直线馈通装置将一面相对于入射光束以 45° 角度放置的真空紫外反射镜插入光路，将光束导向光束分析仪。反射镜至光束分析仪的距离等于反射镜至靶心的距离。图 5 展示了一个具有代表性的 122 nm 激光轮廓。

光束尺寸通过 $D_{4\sigma}$ 进行了表征。水平和垂直光束尺寸分别为 (5.6 ± 0.2) mm 和 $13.3^{+0.4}_{-0.5}$ mm。不确定度主要来自用于计算 $D_{4\sigma}$ 的图像分析程序所引入的系统误差。水平和垂直方向的脉冲间激光指向波动（以光束质心位置的标准差评估）分别为 0.3 mm 和 0.1 mm。在一小时的测量时段内未观察到指向漂移。采用相同程序测量了 355 nm 光束轮廓，水平和垂直光束尺寸分别为 (1.9 ± 0.1) mm 和 (5.7 ± 0.3) mm。还可以利用光束分析仪评估 122 nm 与 355 nm 光束在 μ子素产生区的空间重叠。测得的光束轮廓有助于确定电离缪子在垂直方向和提取方向上的空间分布。

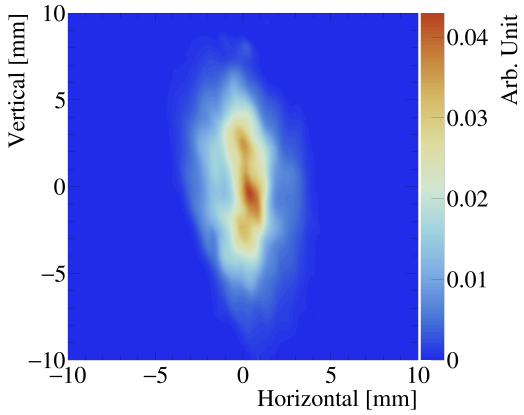

图 5：光束分析仪测得的 122 nm 光束横向强度分布，为 10 次测量的平均值。由 $D_{4\sigma}$ 表征的水平和垂直光束尺寸分别为 (5.6 ± 0.2) mm 和 $13.3^{+0.4}_{-0.5}$ mm。

一氧化氮气室吸收122 nm 光束，并为每次发射产生一个电离信号。一氧化氮气室的结构、读出电路和工作电压均遵循文献 [32]中的设计。其非线性且依赖于对准的响应限制了其作为定量脉冲能量监测器的用途。因此，它被用于监测真空紫外信号，并确认μ子素产生区下游存在真空紫外脉冲。图6显示了NO 池积分信号的时间演化。每次FWM 气体更换后，信号都会急剧增加；气体更换间隔约为3小时，随后信号逐渐降低，直至下一次更换。

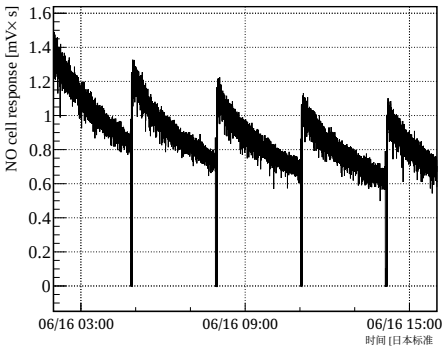

图6：在一次具有代表性的14小时运行期间，以25 Hz频率记录每个激光脉冲的NO池积分响应随时间的变化。这些数据展示了与四波混频池内气体交换相关的典型信号模式。

3.3. 光路对准与评估

激光脉冲在μ子素产生区内传播，该区域位于紧邻μ子素产生靶下游的网状电极与位于其下游约10毫米处的第二个网状电极之间。激光脉冲的空间重叠决定了电离区，进而决定了随后进行静电引出和传输的超慢缪子的初始空间分布。因此，需要实现明确且可重复的激光对准。为此，对准过程如下进行。

安装并校准了导引激光，使其穿过缪子素产生腔的中心，并与靶面平行。在抽真空之前，将355 nm脉冲的光路校准至导引激光的光路。通过在光束分析仪处将122 nm 光束与355 nm 光束对准，使两者在靶中心重合。测得两束光的光束轮廓质心在水平方向和垂直方向上的偏移量分别为（0.65 ± 0.03）毫米和（0.46 ± 0.04）毫米。

束流运行期间，按需调整了光路。根据初始基准对准情况，估计激光—靶距离始终保持在 2 至 4 mm 之间。利用光束分析仪处的重叠位置以及激光转向腔内估算的 122 nm脉冲反射点，确定两束光之间的交叉角为（0.57 ± 0.15）°。

4. 激光系统调试

激光系统于2026年6月12日至2026年6月23日进行调试。MLF的质子束功率为770 kW。

4.1. 实验装置

实验装置基于参考文献 [14]所示的方案。该装置由真缪子素产生靶、静电浸没透镜以及一条用于低能μ子束的诊断线组成，称为UDL。来自H线的表面μ子束停止在激光烧蚀气凝胶靶中，并在那里形成μ子素 [33, 34]。μ子素原子在微秒时间尺度内从靶中逸出，进入真空 [1]。第一束表面缪子到达靶后1.3 μ秒，激光便发射。电离粒子通过称为Soa透镜的浸没透镜进行静电加速，能量达到5.7 keV [35]。随后利用静电镜和磁偏转器对粒子进行筛选。位于UDL下游末端的单阳极微通道板（MCP）用于测量粒子的到达时间。采用基于MCP的束流剖面仪测量5.7 keV μ子束的横向剖面 [36]。通过靶下游约0.9 m处的光电二极管信号推断激光脉冲到达靶的时刻；该光电二极管用于监测穿过一氧化氮气室的355 nm脉冲。

在整个束流时间内，即使定期更换气体混合物，122 nm 脉冲能量仍逐渐降低。这种下降可能与真空紫外运行期间光学元件的劣化有关，相关真空紫外系统中也曾报道过类似现象 [37, 38]。为恢复 122 nm 脉冲能量，我们不时对 ω_1 和 ω_2 脉冲的共同光轴进行轻微调整，使 122 nm 脉冲能够沿其传播路径穿过光学表面的洁净区域，并从这些区域反射。每次调整后，都使用上述光束分析仪确认 122 nm 脉冲与 355 nm 脉冲之间的空间重叠。除 122 nm 脉冲能量逐渐降低外，在为期两周的束流时间内，该激光系统一直按常规运行，用于开展 μ子素电离测量。

4.2. 结果

图7显示了探测器信号的时间谱。对MCP信号进行了脉冲高度筛选，以筛选出μ子候选事件 [39]。鉴于J-PARC μ子束的双束团结构，时间原点

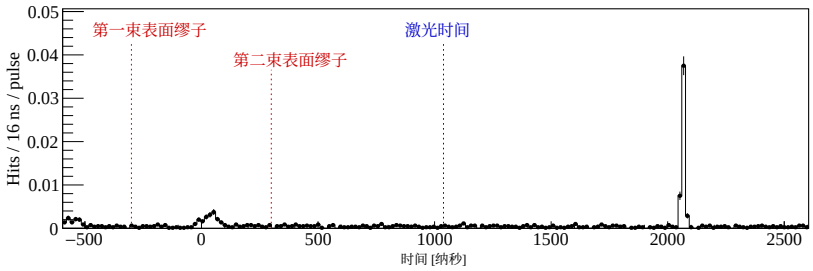

图7：MCP信号的时间谱。采用了脉冲高度筛选以抑制本底事件。时间原点定义为双表面μ子束团到达μ子素产生靶的时间的平均值。竖线从左到右分别表示第一束和第二束表面μ子束团到达μ子素产生靶的时间，以及激光脉冲到达的时间。在 $t = 2070$ 纳秒处观察到一个明显的峰值，归因于5.7 keV缪子。时间原点附近观察到的峰值归因于来自表面μ子束线 [14] 的正电子信号。

被定义为两个表面μ子束团到达真缪子素产生靶的时间平均值。激光脉冲到达真缪子素产生靶的时间以蓝色虚线表示。在 $t = 2070$ 纳秒处观察到明显的峰值。当激光频率偏离正常运行所采用的共振条件时，信号产额显著降低。因此，该峰值被确定为以5.7 keV提取的超慢缪子信号。在缪子束流剖面测量期间，事例筛选后5.7 keV缪子信号的最大速率为 $6\ \mu^+$/秒，而在无激光照射的情况下评估得到的本底率约为每/秒2×10^{-2} 个计数。

5. 讨论

调试结果表明，在 H2区域的束线条件下，已成功产生 122 nm激发脉冲和 355 nm电离脉冲，并将其传输至真缪子素产生靶。我们还利用开发的诊断设备，建立了将 122 nm 和 355 nm 脉冲对准至μ子素产生区域的对准程序。观测到 5.7 keV 缪子信号，证实了电离激光系统与低能缪子传输线的集成运行。

观测到的 5.7 keV 缪子信号率为 $6\ \mu^+$/s，而此前缪子加速演示实验报告的信号率为

$0.05\ \mu^+$/s [6]。微通道板位于静电镜内网状电极的下游，其透射率根据开孔面积比估计约为 60%。考虑到这一损耗（此前的测量中不存在这一损耗），可注入下游加速器的缪子率估计提高了约 200 倍。

随着缪子信号率的提高，可以以更高的信噪比进行Q扫描等束流测量。Q扫描是评估束流横向相空间分布的标准方法，从而能够更可靠地表征缪子束。通过这些诊断设备测得的激光参数还将用于定量表征超慢缪子源，该源决定了后续加速所需的初始束流分布。这些信息将为缪子加速器系统的端到端模拟提供输入。

还将进一步优化激光和表面缪子参数，以提高超慢缪子率。速率的提升使得可以更高效地利用缪子信号率作为指标来优化激光参数。缪子信号率的定量表征，包括利用这些诊断设备评估的其对激光参数的依赖关系，仍有待完成。这还需要更深入地了解初级缪子束的特性。模拟表明，提高122纳米和355 nm脉冲的能量，可以在更大的缪子素相互作用体积内实现高效电离 [17]。因此，计划对电离激光系统进行升级。这些缪子强度升级对于未来的H2区域研究非常重要，其中包括利用加速缪子束演示缪子成像 [3]。

6. 结论

我们已开发并在 J-PARC MLF 的 H2区域安装了一套μ子素电离激光系统。该激光系统可产生相干的 122 nm 脉冲，将μ子素激发至 $2P$ 态；还可产生355 nm脉冲，对激发态μ子素进行光电离。122 nm 脉冲的脉冲能量为（7 ± 1）μJ。355 nm脉冲的脉冲能量为 4.5 mJ。此外，我们还在实验区域安装了VUV传输系统和诊断设备。

激光系统通过演示μ子素电离完成了调试。可注入下游加速器的缪子率比此前

μ子加速演示中的μ子率高出约两个数量级。完成调试的系统为进一步的强度升级以及即将在H2区域开展的μ子加速器研究提供了平台。

利益冲突声明

作者声明，他们不存在任何已知的可能影响本文所报告工作的竞争性经济利益或个人关系。

致谢

作者感谢 J-PARC μ子部门的工作人员在 J-PARC MUSE 开展实验期间给予的支持。作者感谢参加 H2区域束流时间的人员在数据采集期间提供的支持。本工作部分得到了日本学术振兴会科研费项目（编号：JP22K21350、JP23K13131、JP26K17183 和 JP26K21728）以及日本科学技术振兴机构K计划（编号：JPMJKP24J4）的资助。该实验在 J-PARC 的材料与生命科学实验设施中，根据用户计划2011MS06开展。我们衷心感谢 KEK 机械工程中心对实验仪器设计与制造提供的支持。

关于在稿件准备过程中使用生成式人工智能和人工智能辅助技术的声明

在本研究的准备过程中，作者使用 ChatGPT（Ope- nAI）协助润色稿件语言。作者根据需要审阅并编辑了生成内容，并对已发表文章的内容承担全部责任。

参考文献

[1] M. Abe 等，《一种测量μ子反常磁矩和电偶极矩的新方法》，《Prog. Theor. Exp. Phys.》2019 (2019) 053C02。doi:10.1093/ptep/ptz030。

[2]Y. Nagatani、K. Shimomura，《透射μ子显微术》，《日本结晶学会志》65（2023）33–41。doi:10.5940/jcrsj.65.33。

[3] K. Shimomura、T. Mibe、T. Takayanagi、T. Iijima、H. Okuno，《人工缪子的成像应用》，《日本粒子加速器学会志》22（1）（2025）16–22，日文。doi:10.50868/pasj. 22.1_16.[4] K. Nagamine、Y. Miyake、K. Shimomura、P. Birrer、J. P. Marangos、M. Iwasaki、P. Strasser、T. Kuga，《初级质子束照射高温钨产生的热偶素的激光电离及超慢正缪子产生》，Phys. Rev. Lett. 74（1995）4811–4814。doi:10.1103/ PhysRevLett.74.4811.[5] M. Otani、H. Miyadera、T. Shiba，《使用加速缪子束进行断层成像与放射成像》，载于：OSA 2021年成像与应用光学大会，Optica出版集团，2021，页码 ITh1B.7。doi:10.1364/ISA.2021.ITh1B.7.[6]S. Aritome 等，《利用射频腔加速正缪子》，Phys. Rev. Lett. 134（2025）245001。doi:10.1103/ PhysRevLett.134.245001.[7] T. Yamazaki、N. Kawamura、Y. Oishi、P. Strasser、A. Koda、T. Yuasa、Y. Kobayashi、Y. Ikedo、H. Fujimori、K. Shimomura、Y. Miyake、S. Kamioka、T. Mibe、N. Kurosawa、K.-i. Sasaki，《H线：MLF的高强度脉冲缪子束》，J-PARC，《日本物理学会会议论文集》45（2026）011045。doi:10.7566/JPSCP.45.011045.[8] S. Kamioka、M. Kimura、Y. Nakazawa，《J-PARC的缪子加速》（2026）。arXiv:2608.26841.[9] N. Kawamura 等，《大接受度通用缪子束线的新概念》，《Prog. Theor. Exp. Phys.》2018（11）（2018）113G01。doi:10.1093/ptep/pty116.[10] Y. Kondo、T. Morishita、K. Hasegawa、E. Chishiro、K. Hirano、T. Hori、H. Oguri、F. Sato、S. Shinozaki、T. Sugimura、H. Kawamata、F. Naito、Y. Fukui、K. Futatsukawa、K. Nanmo，《日本质子加速器研究综合体直线加速器用新型射频四极腔的高功率测试与热特性》，Phys. Rev. ST Accel. Beams 16（2013）040102。doi:10.1103/PhysRevSTAB.16.040102。

[11]M. Otani, T. Mibe, M. Yoshida, K. Hasegawa, Y. Kondo, N. Hayashizaki, Y. Iwashita, Y. Iwata, R. Kitamura, N. Saito，采用替代相位聚焦的μ子直线加速器交错式 H模漂移管直线加速器设计，《物理评论：加速器与束流》19 (2016年) 040101。doi:10.1103/PhysRevAccelBeams.19.040101.[12]Y. Nakazawa, E. Cicek, K. Futatsukawa, Y. Fuwa, N. Hayashizaki, T. Iijima, H. Iinuma, Y. Iwata, Y. Kondo, T. Mibe, S. Mizobata, T. Morishita, M. Otani, Y. Sue, Y. Takeuchi, J. Tojo，用于J-PARC μ子 $g-2$ 和电偶极矩实验的交错式 h模漂移管直线加速器高功率测试，《物理评论：加速器与束流》25 (2022年) 110101。doi:10.1103/PhysRevAccelBeams.25.110101.[13]Y. Nakazawa, Y. Ibaraki, E. Cicek, K. Futatsukawa, Y. Fuwa, N. Hayashizaki, T. Iijima, H. Iinuma, Y. Iwata, Y. Kondo, T. Mibe, S. Mizobata, T. Morishita, M. Otani, K. Sumi, Y. Takeuchi，面向缪子加速的324 MHz交错式 h模漂移管直线加速器，《物理评论：加速器与束流》29 (2026年) 093201。doi:10.1103/1l3t-rvmf.[14] M. Wada等，μ子加速器用5.7 keV μ子束诊断系统（2026年）。arXiv:2608.02706.[15] M. Kimura，在MLF S2区域测量J-PARC μ子 $g-2$/EDM实验的超慢μ子束特性，《日本物理学会会议论文集》45 (2026年) 011073，代表J-PARC Muon g-2/EDM合作组。doi:10.7566/JPSCP.45.011073.[16] C. Zhang等，在J-PARC μ子 $g-2$/EDM实验中通过1S-2S激发模拟研究μ子素的激光电离，《日本物理学会会议论文集》33 (2021年) 011125。doi:10.7566/JPSCP.33. 011125.[17] S. Kamioka，面向J-PARC μ子 $g-2$/EDM实验的H2区域超慢μ子源模拟研究，《日本物理学会会议论文集》45 (2026年) 011074。doi:10.7566/JPSCP.45.011074.[18] S. Kanda, N. Teshima, T. Adachi, Y. Ikedo, Y. Miyake, Y. Nagatani, S. Nakamura, Y. Oishi, K. Shimomura, P. Strasser, T. Umezawa，J-PARC超慢μ子束线：现状与未来展望

，《物理学杂志：会议系列》2462 (1) (2023) 012030。doi:10.1088/1742-6596/2462/1/012030.[19] P. Bakule, Y. Matsuda, Y. Miyake, K. Nagamine, M. Iwasaki, Y. Ikedo, K. Shimomura, P. Strasser, S. Makimura，用于近表面 μSR研究的超低能正μ子脉冲源，《Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B》266 (2) (2008) 335–346。doi:https: //doi.org/10.1016/j.nimb.2007.11.009.[20]N. Saito, Y. Oishi, K. Miyazaki, K. Okamura, J. Nakamura, O. A. Louchev, M. Iwasaki, S. Wada，通过低压Kr-Ar混合物中的共振激光波混频高效产生脉冲莱曼-α 辐射，《光学快报》24 (7) (2016) 7566–7574。doi:10.1364/OE.24. 007566.[21] Y. Oishi, K. Okamura, K. Miyazaki, N. Saito, M. Iwasaki, S. Wada，用于产生强莱曼-α的全固态激光放大器，《日本物理学会会议论文集》2 (2014) 010105。doi:10.7566/JPSCP.2.010105.[22]Y. Oishi, T. Adachi, N. Saito, Y. Ikedo, K. Ishida, S. Kanda, T. Umezawa, S. Kamioka, N. Teshima, J. Nakamura, S. Nakamura, Y. Miyake, M. Iwasaki, S. Wada, K. Shimomura，用于超慢μ子产生的强莱曼-α光源，《物理学杂志：会议系列》2462 (1) (2023) 012026。doi:10.1088/1742-6596/2462/1/ 012026.[23] J. P. Marangos, N. Shen, H. Ma, M. H. R. Hutchinson, J. P. Connerade，利用氪中的共振增强和频-差频混合实现宽范围可调谐真空紫外辐射源，《J. Opt. Soc. Am. B》7 (7) (1990) 1254–1259。doi:10.1364/JOSAB.7.001254.[24]O. A. Louchev, P. Bakule, N. Saito, S. Wada, K. Yokoyama, K. Ishida, M. Iwasaki，通过高强度激光四波混频在Kr-Ar气体中产生莱曼-α-辐射的机制与计算模型，《物理评论A辑》84 (2011) 033842。doi:10.1103/PhysRevA.84. 033842.[25] O. A. Louchev, N. Saito, Y. Oishi, K. Miyazaki, K. Okamura, J. Naka-mura, M. Iwasaki, S. Wada，光电离途径与阈值，

在Kr-Ar混合物中通过共振四波混频产生Lyman-α 辐射，《AIP Advances》6 (9) (2016) 095018。doi:10.1063/1.4963303。[26] T. Shinozaki, N. Saito, Y. Oishi, T. Ogawa, S. Wada，用于产生氢 Lyman-α 共振光光源的脉冲式1062.78 nm掺镱光纤放大器，载于：Optica激光大会 2025，Optica出版集团，2025，页码 JW2A.34。[27] B. M. Walsh, N. P. Barnes, R. L. Hutcheson, R. W. Equall, B. D. Bartolo，Nd掺杂Y3GaxAl(5– x)O12材料的光谱与激光特性：用于成分可调的0.94-μm激光器，《J. Opt. Soc. Am. B》15 (11) (1998) 2794–2801。doi:10.1364/ JOSAB.15.002794。[28]S. Wada, K. Akagawa, H. Tashiro，电子调谐钛宝石激光器，《Opt. Lett.》21 (10) (1996) 731–733。doi:10.1364/OL.21.000731。[29] M. Yumoto, Y. Maeda, N. Saito, T. Ogawa, M. Yamashita, S. Wada，使用声光可调谐滤波器对可调谐激光器进行电子波长调谐，《Japanese Journal of Applied Physics》47 (11R) (2008) 8411。doi: 10.1143/JJAP.47.8411。[30] Y. Oishi，超慢缪子产生激光系统的进展，载于：《MLF Annual Report 2023》，J-PARC材料与生命科学实验设施，2024，页码 136–137。[31]Y. Miyake, J. Marangos, K. Shimomura, P. Birrer, T. Kuga, K. Nagamine，用于电离核反应产生的类氢原子的激光系统，《Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B》95 (2) (1995) 265–275。doi:https://doi.org/10.1016/0168-583X(94)00426-9。[32] J. Nakamura等，将相干真空紫外辐射传输至缪子U线，用于超慢缪子显微镜，日本物理学会会议论文集2 (2014) 010108。doi:10.7566/JPSCP.2.010108。[33] G. A. Beer等，利用激光烧蚀表面提高二氧化硅气凝胶的μ子素发射率，《Prog. Theor. Exp. Phys.》2014 (2014) 091C01。doi:10.1093/ptep/ptu116。

[34] J. Beare等，激光烧蚀二氧化硅气凝胶的μ子素发射研究，《Prog. Theor. Exp. Phys.》2020 (2020) 123C01。doi:10.1093/ ptep/ptaa145。[35] K. F. Canter, P. H. Lippel, W. S. Crane, A. P. M. Jr.，改进型Soa浸没透镜正电子枪，World Scientific，新加坡，1986，页码199–206。[36] B. Kim等，用于再加速μ子束的微通道板束流剖面监测器的开发，《核仪器与方法物理研究A辑》899 (2018) 22–27。doi:https://doi.org/10.1016/j. nima.2018.05.014。[37] J. B. Heaney, H. Herzig, J. F. Osantowski，紫外辐照前后MgF2涂层铝镜的俄歇能谱分析，《应用光学》16 (7) (1977) 1886–1889。doi:10.1364/AO.16.001886。[38] M. Fiebrandt, P. Awakowicz，一种用于保护真空紫外光学元件免受碳氢化合物污染的简易珀耳帖冷阱孔径，以及使用D2灯对真空紫外光谱仪进行可靠校准，《测量科学与技术》31 (7) (2020) 077002。doi:10.1088/1361-6501/ab7f7a。[39] M. Otani等，微通道板对缪子衰变产生的正电子的响应，《Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A》943 (2019) 162475。doi:https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.162475。