

封面文章

利用激光加速电子源开展 $^{152\text{m}},^{150\text{m}}\text{Eu}$ 的光核活化产生和 $^{152\text{m}}\text{Eu}$ 的同核异能素比研究*罗凯军^{1)5)#} 齐伟^{3)#} 蓝浩洋²⁾ 任洁茹⁴⁾ 吴笛²⁾ 赵永涛⁴⁾ 邓志刚³⁾
张书桐¹⁾⁵⁾ 王美植²⁾ 李志才^{1)5)†} 颜学庆^{2)‡} 罗文^{1)5)††} 谷渝秋³⁾

1) (南华大学核科学技术学院, 衡阳 421001)

2) (北京大学物理学院, 核物理与核技术国家重点实验室, 北京 100871)

3) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 等离子体物理重点实验室, 绵阳 621900)

4) (西安交通大学理学院, 西安 710049)

5) (南华大学, 先进核能技术设计与安全教育部重点实验室, 衡阳 421001)

(2026 年 1 月 31 日收到; 2026 年 3 月 23 日收到修改稿)

基于激光加速的电子源, 本文在巨共振能区和百 MeV 能区分别实现了同核异能素 $^{152\text{m}},^{150\text{m}}\text{Eu}$ 的光核活化产生, 测量了 $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m1},\text{m2}}\text{Eu}$ 和 $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150\text{m}}\text{Eu}$ 反应的通量加权平均截面 (FACS), 提取了 $^{152\text{m}}\text{Eu}$ 的同核异能素比 (IR). 进一步, 采用核反应计算程序 Talys 计算了 $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m1},\text{m2}}\text{Eu}$ 和 $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150\text{m}}\text{Eu}$ 反应的 FACS 以及 $^{152\text{m}}\text{Eu}$ 的 IR, 并研究了 FACS 和 IR 对核模型的敏感性. 结果表明, $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m1},\text{m2}}\text{Eu}$ 和 $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150\text{m}}\text{Eu}$ 反应的 FACS 以及 $^{152\text{m}}\text{Eu}$ 的 IR 曲线均对 γ 强度函数和核能级密度有显著依赖. 研究发现, $^{152\text{m}}\text{Eu}$ 的 IR 实验测量值与理论计算值基本符合, 然而 FACS 的测量值与理论计算结果尚存在一定的差异, 说明现有的 γ 强度函数和核能级密度模型在合理描述 Eu 核素方面尚有提升空间. 上述研究结果不仅丰富了 $^{152\text{m}},^{150\text{m}}\text{Eu}$ 的同核异能素产生截面数据, 还为 Eu 核素的现有核反应计算模型提供了实验约束.

关键词: $^{152\text{m}},^{150\text{m}}\text{Eu}$ 同核异能素, 激光加速电子源, 通量加权平均截面, 同核异能素比**DOI:** 10.7498/aps.75.20260175**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260175

1 引言

同核异能素是原子核的长寿命激发态, 广泛存在于宇宙星体、地幔内部和实验室核聚变内爆等温/热稠密物质状态中^[1]. 其半衰期 ($T_{1/2}$) 覆盖纳秒 (ns) 至年 (a) 量级, 激发能范围从 8.3 eV ($^{229\text{m}}\text{Th}$,

$T_{1/2} = 7 \mu\text{s}$)^[2,3] 延伸至 13.8 MeV ($^{208\text{m}}\text{Pb}$, $T_{1/2} = 60 \text{ ns}$)^[4]. 自 1917 年 Soddy^[5] 率先对同核异能现象进行了理论预测, 1921 年 Hahn^[6] 首次发现天然放射性铀的同核异能现象以来, 同核异能素在基础研究和应用开发领域持续受到广泛关注^[7,8]. 近百年来, 研究人员相继发现 $^{242\text{m}}\text{Am}$ 和 $^{53\text{m}}\text{Co}$ 等一批同核异能素, 有力推动了其在核结构、核反应以及多

* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1603300)、国家自然科学基金 (批准号: U2230133, 12305270) 和湖南省教育厅科学研究基金 (批准号: 25C0242) 资助的课题.

同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: lizhicai@usc.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: x.yan@pku.edu.cn

†† 通信作者. E-mail: wenluo-ok@163.com

学科交叉前沿领域的应用.

同核异能素的光核产生截面及其同核异能素比 (isomeric ratio, IR) 在核天体物理、核结构理论与核反应机制研究中具有不可替代的价值^[9-11]. 其中, IR 为高 (high) 自旋态与低 (low) 自旋态同核异能素的截面比, 能够揭示核反应中的角动量转移、核能级密度的自旋依赖性等信息. 在实验上, IR 由入射粒子能量、靶核与产物核自旋共同决定, 是检验核结构理论与核反应模型的关键物理量^[12]. 与之相应, 通量加权平均截面 (flux-weighted average cross-section, FACS) 指的是反应截面对入射粒子能谱的加权平均值, 是表征宽能谱光子场与靶核发生光核反应平均概率的重要参数. 通过实验测定 FACS 可直接获得 IR, 为核结构与核反应机制研究提供关键约束^[13]. 在核天体物理领域, 约 30—35 种丰质子核 (p-核) 仅能通过 p-过程合成^[14,15], 该过程涉及一系列 (γ, n) 反应. ^{152}Gd 是核天体物理领域备受关注的 p-核素, 而 $^{152\text{m}}\text{Eu}$ 通过 β^- 衰变生成 ^{152}Gd 的分支比高达 72%, 是 ^{152}Gd 合成路径上的关键中间核素^[16]. 因此, 开展 $^{152\text{m}}\text{Eu}$ 的产生及其性质研究, 可助力理解 ^{152}Gd 的核合成路径. 然而, 目前对 $^{152\text{m}}\text{Eu}$ 的研究仍存在明显不足: 其一, 主要反应通道 $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m}1}\text{Eu}$ 的反应截面尚无实验数据, 而 $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m}2}\text{Eu}$ 的现有截面数据稀缺, 且年代久远, 难以满足当前 Eu 核素的理论模型验证需求^[17]. 其二, 尽管 Thiep 等^[18,19] 与 Vishnevsky 等^[20,21] 已基于传统加速器在 12—25 MeV 能区测量了 $^{152\text{m}1}\text{Eu}$ 和 $^{152\text{m}2}\text{Eu}$ 的 IR, 但结果与 Talys-1.95 理论计算存在显著偏差, 且高能区的实验数据仍然空白. Kolev^[22] 的研究进一步指出, 即使结合统计模型与 Huizenga-Vandenbosch 模型^[10,11], 也仅能解释其实验中约 50% 的核反应机制, 表明现有核反应理论模型亟需高质量、宽能区的实验数据加以约束.

射频加速器产生的韧致辐射源是产生同核异能素的重要途径, 并可用于系列同核异能素的 FACS 测量^[13,23]. 近年来, 高功率激光系统的发展为粒子加速与核应用研究开辟了新途径^[24-26]. 激光等离子体加速的电场梯度较传统射频加速器高出 3 个量级以上, 可产生高亮度、高能电子束, 并通过韧致辐射^[27] 或激光康普顿散射^[28,29] 等方式获得高强度、宽能谱的 γ 射线. 理论研究表明, 激光驱动 γ 源的峰值强度有望比传统 γ 源高出约 4 个数量级^[28].

在特定条件下, 其对同核异能素的峰值激发效率较传统方案提升 5—6 个数量级^[30,31], 为解决短寿命同核异能素截面及 IR 数据稀缺的问题提供了全新手段. 目前, 激光驱动核反应已在光核反应^[27,30-33]、光致裂变^[34,35] 和光核活化分析^[36,37] 等方向成为研究热点. 近期, Wu 和 Lan 等^[38,39] 基于超短激光驱动电子源, 成功测量了 $^{197}\text{Au}(\gamma, xn; x = 1-7)$ 反应的 FACS 以及 $^{196\text{m,g}}\text{Au}$ 的 IR. Wang 等^[40] 也利用该电子源实现了 $^{27}\text{Al}(\gamma, x)$ 反应 FACS 的实验测量. 上述工作充分表明, 激光驱动电子源在光核反应截面及 IR 测量方面具有良好适用性, 可为 Eu 核素相关实验研究提供可靠的技术支撑与可行性基础.

本研究采用激光加速电子源, 测量了 $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m}1, \text{m}2}\text{Eu}$ 与 $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150\text{m}}\text{Eu}$ 反应的 FACS 以及 $^{152\text{m}}\text{Eu}$ 的 IR. 同时, 利用 Talys-1.9 程序分析了上述三个反应道的 FACS 及 $^{152\text{m}}\text{Eu}$ 的 IR 对核模型的敏感性, 并明确了巨共振 (giant dipole resonance, GDR) 能区 (10—30 MeV) 和高能区 (百 MeV) 下, 上述反应道的 FACS 及 $^{152\text{m}}\text{Eu}$ 的 IR 实验测量值与理论计算值之间的差异. 本文后续结构安排如下: 第 2 节详细阐述在北京大学紧凑激光等离子体加速器 (CLAPA) 实验室 200 TW 中国工程物理研究院激光聚变研究中心 XG-III 激光装置上开展 $^{152\text{m}1}\text{Eu}$, $^{152\text{m}2}\text{Eu}$ 和 $^{150\text{m}}\text{Eu}$ 光核产生的实验过程; 第 3 节分别介绍 $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m}1, \text{m}2}\text{Eu}$ 与 $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150\text{m}}\text{Eu}$ 的 FACS 及 $^{152\text{m}}\text{Eu}$ 的 IR 的理论计算和实验提取方法, 并对结果进行分析与讨论; 第 4 节总结全文并展望.

2 实验过程

2.1 激光加速的电子源与韧致辐射

本研究依托 CLAPA 与 XG-III 激光装置开展电子加速实验, 分别获得百 MeV 能区准单能电子束及等效能量在 GDR 能区的电子束. 本节将详述两套装置的实验设置、电子束参数的诊断方法, 以及在实验参数下通过 Geant4 程序^[41] 开展的韧致辐射 γ 射线过程模拟.

CLAPA 激光装置能够输出中心波长 800 nm、脉冲宽度 30 fs、重复频率 5 Hz 及单脉冲能量约 4 J 的激光脉冲. 实验中, 激光脉冲通过 $f/12.5$ 离轴抛物面镜聚焦至 4×1 mm 超音速气体喷气靶上, 激光

强度约为 1.5×10^{19} W/cm². 在激光脉冲与 5% 氮气 (N₂) 和 95% 氦气 (He) 组成的混合气体相互作用时, 可通过激光尾场加速 (laser wakefield acceleration, LWFA) 机制产生准单能电子束. 该电子束穿过一个薄的铍窗口, 从真空室引出后到达气体喷嘴下游 100 cm 处的电磁谱仪 (electromagnetic spectrometer, EMS). 在 EMS 中, 偏转的电子束可通过荧光屏与 CCD 相机进行诊断; 电子的电荷量由安装在铍窗口外的涡轮积分电流互感器测量. 为优化电子束的电荷量、准单色性等关键参数, 在 24—33 bar (1 bar = 10^5 Pa) 的气体背压范围内开展不同背压下的电子加速实验. 结果表明, 当背压为 27 bar 时, 电子束品质最佳. 该条件下获得的电子能谱如图 1(a) 所示. 电子能谱具有准单能特性, 电子能量为 (200 ± 28) MeV (能谱峰位能量, 误差为能谱的半高宽 [38,39]). 电子束平均电荷量约为 187 pC, 束流发散角小于 4 mrad, 且方向稳定性优于 5 mrad. 上述电子源性能指标满足在百 MeV 高能区开展光核反应实验的要求 [38,39].

为研究 Eu 核素的 IR 随电子能量的变化规律, 需进一步在 GDR 能区开展 IR 实验测量. XG-III 激光装置具备零延时输出三种脉宽 (ns, ps 和 fs)、三种波长 (527, 1053 和 800 nm) 激光的能力, 峰值功率可达 10^{15} W 量级. 实验采用 ps 和 ns 激光联合打靶的方式, 通过直接激光加速 (direct laser acceleration, DLA) 机制产生了大电荷量、MeV 量级的电子束. 调节两束激光间的延迟时间, 实现了电子束关键参数的优化. 结果表明, 当延迟时间为 15 ns 时, 电子束的电荷量、电子能量以及电子温度等关键参数更优. 图 1(b) 展示了 15 ns 延迟时间下 EMS 测得的电子能谱, 该能谱呈类麦克斯韦-玻尔兹曼 (Maxwell-Boltzmann, M-B) 分布特征: $f(E_e) = [n_e(0)/T_e] \exp(-E_e/T_e)$ [37,32]. 其低能段 (约 8—35 MeV) 的斜率温度 $T_1 \approx 6.24$ MeV, 高能段 (约 35—65 MeV) 的斜率温度 $T_2 \approx 17.25$ MeV. 最大电子能量约为 65 MeV. 将图 1 中 CLAPA 与 XG-III 装置的实验电子能谱及发散角等参数导入 Geant4 程序, 开展轫致辐射产生模拟. 模拟布局与电子加速实验排布保持一致: 电子束被引导至 2 mm 厚的钽 (Ta) 转换靶, 通过轫致辐射机制产生光子, 模拟结果如图 2 所示. 可以看出, 两种装置上获得的轫致辐射能谱均呈现 M-B 分布特征: $f(E_\gamma) = [n_\gamma(0)/T_\gamma] \exp(-E_\gamma/T_\gamma)$ [27], 能谱范围

均覆盖 $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m1,m2}}\text{Eu}$ 和 $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150\text{m}}\text{Eu}$ 反应的 GDR 能区. 引入图 2 中的截面权重后, 等效光子能量可以通过下式进行计算: $\langle E_\gamma \rangle = \int E_\gamma f(E_\gamma) \sigma(E_\gamma) dE_\gamma / \int f(E_\gamma) \sigma(E_\gamma) dE_\gamma$ 表示 [12]. 对于 XG-III 装置, 等效光子能量为 13.5 MeV; 同理, 考虑截面权重的等效电子能量 $\langle E_e \rangle$ 约为 14 MeV. 我们将在下文讲述所开展的 $^{152\text{m1}}\text{Eu}$, $^{152\text{m2}}\text{Eu}$ 和 $^{150\text{m}}\text{Eu}$ 的光核产生实验, 并利用 3.3 节中的方法获得在 14 MeV 等效电子能量下的 FACS 和 IR 实验值.

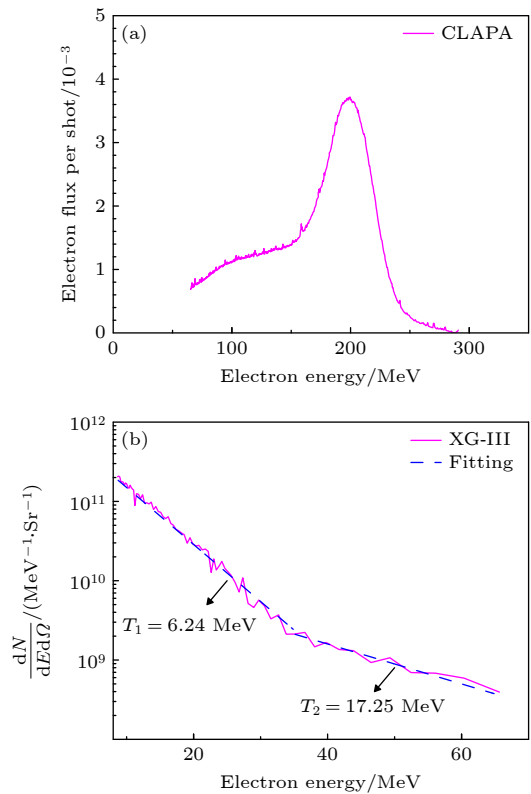


图 1 (a) CLAPA 装置电子加速实验中 EMS 谱仪测量的准单能电子谱; (b) XG-III 激光装置电子加速实验中 EMS 谱仪测量的 M-B 分布电子能谱 (15 ns 延迟条件下 M-B 拟合得到双温分布: $T_1 = 6.24$ MeV, $T_2 = 17.25$ MeV)

Fig. 1. (a) Quasi-monoenergetic electron energy spectrum measured by EMS spectrometer in the electron acceleration experiment on CLAPA facility; (b) M-B distributed electron energy spectrum measured by EMS spectrometer in the electron acceleration experiment on XG-III laser facility (15 ns delay, two-temperature distribution obtained by M-B fitting: $T_1 = 6.24$ MeV, $T_2 = 17.25$ MeV).

图 2 同时给出了利用 Talys 程序计算的上述三个反应的截面以及 Berman 等 [17] 的截面实验数据. 图中, 在 GDR 能区内, (γ, n) 反应截面占主导, 最大值可达数百毫巴 (mb, $1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$); 随着

光子能量升高, $(\gamma, 2n)$ 和 $(\gamma, 3n)$ 等多粒子发射反应逐渐占据主导, 且最大反应截面随发射粒子数的增加递减; $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m}2}\text{Eu}$ 反应道的理论与实验截面存在明显差异, 并且 $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m}1}\text{Eu}$ 和 $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150\text{m}}\text{Eu}$ 这两个反应道尚无实验数据. 针对上述三个反应道的通量加权截面的实验测量将在 3.2 节中具体描述.

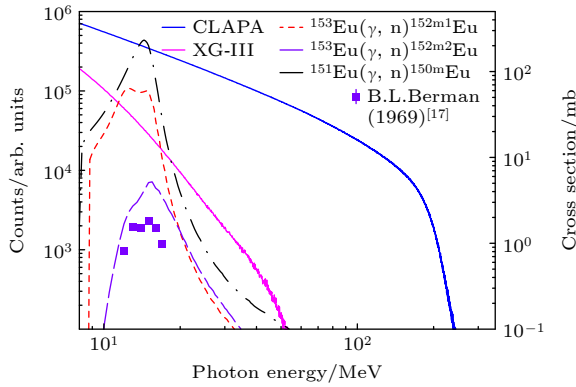


图 2 基于 CLAPA 激光装置 (27 bar 气压) 和 XG-III 激光装置 (15 ns 时间延迟) 电子束参数的 Geant4 轫致辐射能谱模拟结果, 及 $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m}1,2}\text{Eu}$ 和 $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150\text{m}}\text{Eu}$ 反应截面的 Talys 理论计算值与 EXFOR 实验数据对比

Fig. 2. Geant4-simulated bremsstrahlung spectra based on electron beam parameters from CLAPA laser facility (27 bar pressure) and XG-III laser facility (15 ns delay), along with comparison of $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m}1,2}\text{Eu}$ and $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150\text{m}}\text{Eu}$ reaction cross-sections between Talys calculations and EXFOR experimental data.

2.2 光核活化目标靶

为测量 $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m}1,2}\text{Eu}$ 和 $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150\text{m}}\text{Eu}$ 反应的 FACS, 以及 $^{152\text{m}}\text{Eu}$ 的 IR, 本实验利用 2.1 节所述的两种电子源, 分别辐照由 1 层 Ta 转换靶 (尺寸 $10\text{ mm} \times 10\text{ mm} \times 2\text{ mm}$) 与 5 层氧化铈 (Eu_2O_3) 活化靶 (尺寸 $10\text{ mm} \times 10\text{ mm} \times 2\text{ mm}$) 构成的堆栈靶. Eu_2O_3 靶中 ^{153}Eu 的丰度为 52.19%, ^{151}Eu 的丰度为 47.81%. 沿电子束入射方

向第 1 层为 Ta 靶, 将电子束转化为高能轫致辐射光子以活化 Eu_2O_3 样品, 诱发 $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)$ 和 $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)$ 反应. $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)$ 反应的产物存在两种同核异能素: $^{152\text{m}1}\text{Eu}$ ($T_{1/2} = 9.3\text{ h}$), $^{152\text{m}2}\text{Eu}$ ($T_{1/2} = 1.6\text{ h}$); $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)$ 反应产生同核异能素 $^{150\text{m}}\text{Eu}$ ($T_{1/2} = 12.8\text{ h}$). 上述核反应及产生的放射性核素衰变信息均来源于 NuDat 3 数据库 [42], 具体如表 1 所列.

图 3 为产物 $^{152\text{m}1}\text{Eu}$, $^{152\text{m}2}\text{Eu}$ 和 $^{150\text{m}}\text{Eu}$ 的部分衰变纲图 [42], 展示了各产物的衰变路径及特征 γ 射线信息. $^{152\text{m}2}\text{Eu}$ 通过 39.7, 18.2 和 89.89 keV 特征 γ 射线级联衰变为 $^{152\text{g}}\text{Eu}$. 其中, 89.89 keV 这条特征 γ 射线强度 ($I_\gamma = 69.7\%$) 最高, 通常选取该特征 γ 射线为 $^{152\text{m}2}\text{Eu}$ 的探测特征峰. $^{152\text{m}1}\text{Eu}$ 存在两种衰变模式: 1) β^- 衰变 (分支比为 72%) 至 ^{152}Gd , 对应特征 γ 射线为 344.29 keV ($I_\gamma = 2.4\%$), 970.33 keV ($I_\gamma = 0.6\%$) 和 1314.70 keV ($I_\gamma = 0.9\%$); 2) 电子俘获 (EC) 和 β^+ 衰变 (分支比为 28%) 至 ^{152}Sm , 对应特征 γ 射线为 963.38 keV ($I_\gamma = 11.6\%$), 841.63 keV ($I_\gamma = 14.2\%$), 562.9 keV ($I_\gamma = 0.2\%$) 和 121.77 keV ($I_\gamma = 7.0\%$). 通常选取 963.3, 841.63 及 121.77 keV 这 3 条强特征 γ 射线作为 $^{152\text{m}1}\text{Eu}$ 的探测特征峰. $^{150\text{m}}\text{Eu}$ 主要通过 EC 衰变 (分支比为 11.0%) 生成 ^{150}Sm , 可选取 333.90 keV ($I_\gamma = 4.0\%$) 和 406.52 keV ($I_\gamma = 2.8\%$) 这 2 条强特征 γ 射线作为 $^{150\text{m}}\text{Eu}$ 的探测特征峰. 上述强特征 γ 射线在图 3 中用红色标识.

光核活化后, 采用两台经 ^{152}Eu 和 ^{60}Co 等标准源标定探测效率的高纯锗 (high-purity germanium, HPGe) 探测器, 分别对上述两个实验的 Eu_2O_3 活化样品进行离线测量, 以获取其特征 γ 射线能谱. 为了降低堆叠的 Eu_2O_3 靶对特征 γ 射线的自吸收效应, 探测时将 5 层 Eu_2O_3 箔分散排列在 HPGe 探测器的铝窗表面.

表 1 $^{151,153}\text{Eu}$ 的光核反应及产生的放射性核素衰变信息 [42]

Table 1. The photonuclear reactions of $^{151,153}\text{Eu}$ and the decay information of the produced radionuclides [42].

母核	丰度/%	反应道	半衰期/h	衰变模式	子核	γ 射线能量/keV	γ 射线强度 (I_γ)/%
^{153}Eu	52.19	$(\gamma, n)^{152\text{m}1}\text{Eu}$	9.3	EC (28%)	^{153}Sm	121.77 (3)	7.0 (8)
						841.63 (4)	14.2 (16)
						963.38 (4)	11.6 (13)
^{151}Eu	47.81	$(\gamma, n)^{152\text{m}2}\text{Eu}$	1.6	IT (100%)	^{152}Eu	89.89 (6)	69.7 (5)
						333.90 (1)	4.0 (8)
						406.52 (1)	2.8 (6)

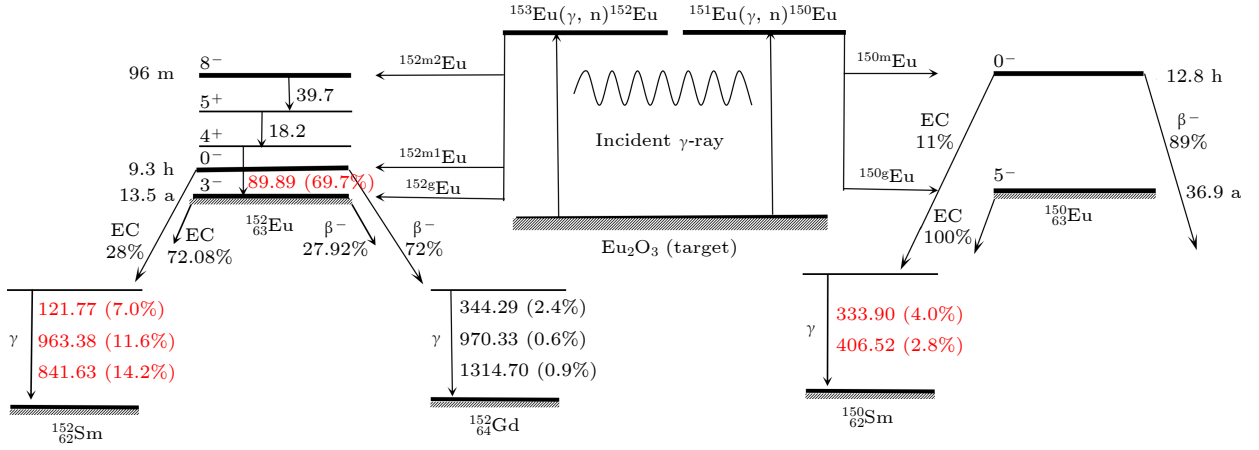


图 3 $^{152m1}\text{Eu}$, $^{152m2}\text{Eu}$ 和 ^{150m}Eu 的衰变纲图 (注: 红色标识为实验中拟探测的特征 γ 射线)

Fig. 3. Decay schemes of $^{152m1}\text{Eu}$, $^{152m2}\text{Eu}$ and ^{150m}Eu (Note: The red markers indicate the characteristic γ -rays to be detected in the experiment).

3 数据分析与讨论

3.1 同核异能素产额

图 4 为在 CLAPA 和 XG-III 激光装置的同核异能素光核活化产生实验中, 用 HPGe 探测器对 Eu_2O_3 活化样品进行离线测量获得的特征 γ 射线能谱. 从图中可以看出, $^{152m1}\text{Eu}$ 的 121.77, 841.63 和 963.38 keV 特征峰, $^{152m2}\text{Eu}$ 的 89.89 keV 特征峰, 以及 ^{150m}Eu 的 333.90 与 406.52 keV 特征峰均可清晰分辨. 基于上述特征峰的计数, 可进一步计算上述同核异能素的产额, 并提取相应的 FACS 与 IR.

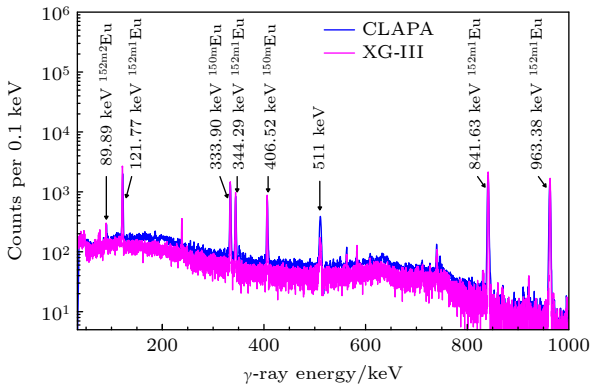


图 4 在 CLAPA 和 XG-III 装置的实验中, 采用 HPGe 探测器对 Eu_2O_3 靶进行 20 h 累积测量, 经本底扣除后的特征 γ 射线能谱

Fig. 4. In the experiments on the CLAPA and XG-III facilities, a 20-hour cumulative measurement of the Eu_2O_3 target was performed using an HPGe detector, and the characteristic γ -ray spectrum was obtained after background subtraction.

由于两种激光装置的运行特性存在显著差异, 本实验采用不同的产额计算方法. CLAPA 200 TW 装置为飞秒激光系统, 单发脉冲电荷量为皮库量级, 但具有重复频率运行能力, 可通过连续多发脉冲累积产生同核异能素 (实验中累积打靶 257 发). 而 XG-III 为百焦量级 ps 激光装置, 虽不具备重频能力, 但其单发脉冲可产生电荷量为纳库甚至微库量级的电子, 单发实验即可获得高产额的同核异能素 (实验中打靶 1 发). 因此, 计算产额时, 需分别采用多发激光脉冲累积产额与单发激光脉冲产额的不同计算方案.

基于 CLAPA 重频激光装置产生的同核异能素活度 A 为

$$A = Yf(1 - e^{-\lambda t_{\text{irr}}}), \quad (1)$$

式中, $Y = N_0 \int_{E_{\text{thr}}}^{E_c} \sigma(E)\varphi(E)dE$ 为单发激光脉冲的同核异能素产额, f 为激光重复频率, t_{irr} 为辐照时间, $\lambda = \ln 2/T_{1/2}$ 是衰变常数. 辐照结束后, 用 HPGe 探测器获取从该靶发射的特征 γ 射线信息. 考虑一定的冷却时间 t_c 和探测时间 t_m , 靶中的同核异能素活度 A_m 可写成:

$$A_m = Yf(1 - e^{-\lambda t_{\text{irr}}})e^{-\lambda(t_m + t_c)}. \quad (2)$$

在探测时间 t_m 到 $t_m + t_d$ 区间内, 感兴趣的特征峰净计数 N_{det} 满足:

$$N_{\text{det}} = I_\gamma \varepsilon k \int_{t_m}^{t_m + t_d} A_m dt_m, \quad (3)$$

式中, ε 为 HPGe 探测器的探测效率, I_γ 为特征 γ 射线强度 (见表 1), k 为自吸收修正因子. 联立

(1)–(3) 式可得单发激光脉冲的同核异能素产额:

$$Y = \frac{\lambda N_{\text{det}}}{f I_{\gamma} \varepsilon k (1 - e^{-\lambda t_d}) (1 - e^{-\lambda t_{\text{irr}}}) e^{-\lambda(t_m + t_c)}}. \quad (4)$$

需要注意的是, 由于 89.89 keV 这类低能特征 γ 射线易被靶自吸收, 探测器接收到的信号将低于实际发射值. 若忽略同核异能素在靶内的位置分布, 其产额将被低估. 因此, 需合理预测靶中的产物位置分布, 进而修正特征 γ 射线的自吸收因子 k 和源-峰探测效率 ε . 本文在利用 (4) 式计算产额时, 用 Geant4 模拟预测了产物在靶内的位置分布, 并考虑探测时靶的实际排布, 对探测效率进行了修正.

对于 CLAPA 装置上的实验, 基于 $^{152\text{m}1}\text{Eu}$, $^{152\text{m}2}\text{Eu}$ 和 $^{150\text{m}}\text{Eu}$ 的特征峰净计数 N_{det} , 用 (4) 式计算得出上述核素的单发产额分别为 $(1.87 \pm 0.22) \times 10^5$, $(8.66 \pm 0.43) \times 10^3$ 和 $(1.38 \pm 0.28) \times 10^5$. 由 (4) 式可知, 产额误差主要来源于三部分: 特征峰计数 N_{det} 的统计误差 $\delta N_{\text{det}}/N_{\text{det}}$ 、探测效率 ε 的误差 $\delta\varepsilon/\varepsilon$ 以及 γ 射线强度 I_{γ} 的误差 $\delta I_{\gamma}/I_{\gamma}$. 因此, 产额 Y 的相对不确定度 $\delta Y/Y$ 由误差传递公式 $\delta Y/Y = \sqrt{(\delta N_{\text{det}}/N_{\text{det}})^2 + (\delta\varepsilon/\varepsilon)^2 + (\delta I_{\gamma}/I_{\gamma})^2}$ 计算得到. 其中, 统计误差范围为 0.43%–4.31%, 探测效率误差 $< 3.88\%$, γ 射线强度误差范围为 0.72%–21.43%.

对于 XG-III 激光装置上开展的打靶实验, 由于采用单发激光辐照模式, 无需考虑重复频率和累积辐照时间, 其同核异能素的产额可表示为^[27]

$$Y = \frac{N_{\text{det}}}{I_{\gamma} \varepsilon k (1 - e^{-\lambda t_d}) e^{-\lambda(t_m + t_c)}}. \quad (5)$$

利用实验获得的 $^{152\text{m}1}\text{Eu}$, $^{152\text{m}2}\text{Eu}$ 和 $^{150\text{m}}\text{Eu}$ 特征峰净计数 N_{det} , 代入 (5) 式可得三者的单发产额分别为 $(1.63 \pm 0.20) \times 10^7$, $(3.83 \pm 0.21) \times 10^5$ 和 $(1.49 \pm 0.33) \times 10^7$. XG-III 装置上的实验产额误差分析方法与 CLAPA 装置上的实验相似, 同理可得, 其统计误差范围为 0.47%–4.55%, 探测效率

误差小于 5.28%, γ 射线强度误差范围为 0.72%–21.43%.

3.2 通量加权平均截面

在韧致辐射驱动的光核反应测量中, 特定反应道的 FACS 可由以下公式计算^[38–40]:

$$\sigma_{\text{FA}}(E_e) = \frac{\int_{E_{\text{thr}}}^{E_e} \sigma(E_{\gamma}) \varphi(E_{\gamma}) dE_{\gamma}}{\int_{E_{\text{thr}}}^{E_e} \varphi(E_{\gamma}) dE_{\gamma}}, \quad (6)$$

其中, E_{thr} 和 E_e 分别为反应的阈值能量和电子束的最大能量, $\sigma(E_{\gamma})$ 是光子能量 E_{γ} 处的反应截面 (采用 Talys 程序计算), $\varphi(E_{\gamma})$ 为韧致辐射光子通量 (通过 Geant4 模拟获得).

此外, FACS 也可通过实验测得的产额 Y 、靶核的面密度 N_0 以及 $\varphi(E_{\gamma})$ 表示^[38]:

$$\sigma_{\text{FA}}(E_e) = \frac{Y}{N_0 \int_{E_{\text{thr}}}^{E_e} \varphi(E_{\gamma}) dE_{\gamma}}. \quad (7)$$

表 2 列出了 $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)$, $^{152\text{m}1, \text{m}2}\text{Eu}$ 和 $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)$, $^{150\text{m}}\text{Eu}$ 三个反应的 $\sigma_{\text{FA}}(E_e)$ 实验值与理论值. 其中, 实验值基于 (7) 式, 通过 3.1 节测量的产额 Y 和用实验电子能谱模拟得到的光子通量 $\varphi(E_{\gamma})$ 获得. $\sigma_{\text{FA}}(E_e)$ 的不确定度 $\delta\sigma_{\text{FA}}(E_e)$ 由 δY 和 $\delta\varphi(E_{\gamma})$ 两部分构成, 相对误差传递公式为:

$$\delta\sigma_{\text{FA}}(E_e)/\sigma_{\text{FA}}(E_e) = \sqrt{(\delta Y/Y)^2 + [\delta\varphi(E_{\gamma})/\varphi(E_{\gamma})]^2}.$$

在 CLAPA 装置上, 光子通量不确定度主要源于束流抖动引起的电荷不稳定性. 前期, 已利用 Turbo-ICT 对连续 100 发电荷量进行测量, 其不稳定性约为 14.8%^[43]. 而 XG-III 实验为单发打靶实验, 因发次波动引起的通量误差较小, $\delta\sigma_{\text{FA}}(E_e)$ 主要来源于产额误差 δY . 理论值通过将 Talys-1.9 程序中默认模型计算的截面 $\sigma(E_{\gamma})$ 代入 (6) 式获得. 该默认设置中, 伽马强度函数 (γ -ray strength function, γSF)、光学模型势 (optical model potential, OMP)

表 2 $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)$, $^{152\text{m}1, \text{m}2}\text{Eu}$ 和 $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)$, $^{150\text{m}}\text{Eu}$ 反应 FACS 的实验值与 Talys 理论计算值对比
Table 2. Comparison of experimental and Talys calculated FACS for $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)$, $^{152\text{m}1, \text{m}2}\text{Eu}$ and $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)$, $^{150\text{m}}\text{Eu}$.

反应道	电子能量/MeV		FACSs/mb (实验)		FACSs/mb (Tallys理论计算)	
	CLAPA	XG-III	CLAPA	XG-III	200/MeV	14/MeV
$^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m}1}\text{Eu}$			12.65 ± 2.37	37.71 ± 4.63	12.58	22.46
$^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m}2}\text{Eu}$	200 ± 28	14	0.56 ± 0.09	0.92 ± 0.05	0.86	0.43
$^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150\text{m}}\text{Eu}$			10.83 ± 2.70	31.23 ± 6.92	30.77	42.51

以及核能级密度 (nuclear level density, NLD) 分别为 γ SF1 模型、OMP Global 模型和 NLD1 模型。

图 5 分别展示了理论计算与实验结果: 在 GDR 能区, (γ, n) 反应截面占据主导地位, FACS 随电子能量的增加而急剧上升, 最大值可达数百 mb. 随着光子能量增加, 多粒子发射反应逐渐占据主导, (γ, n) 最大反应截面随发射粒子数增多而降低, FACS 呈现缓慢下降趋势, 并在数十到百 MeV 能量范围内趋于饱和. 对比结果显示: $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m}1}\text{Eu}$ 的理论值与高能区的 CLAPA 实验值在误差范围内基本一致, 但比 GDR 能区的 XG-III 实验值低约 40%; $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m}2}\text{Eu}$ 的理论值比高能区 CLAPA 的实验值高约 45%, 但比 GDR 能区 XG-III 的实验值低约 54%; $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150\text{m}}\text{Eu}$ 的理论值比在 GDR 能区 CLAPA 的实验值大约 3 倍, 比 GDR 能区 XG-III 的实验值高约 36%. 尽管上述反应的 FACS 实验值与理论值存在差异, 但总体变化趋势一致. 并且, 前期研究 [38] 推测, 实验值与理论值的偏差可能源于理论模型中 NLD, γ SF 和 OMP 等核模型尚不完善。

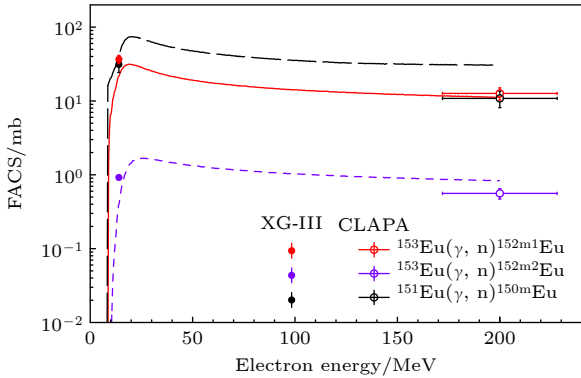


图 5 利用 Talys 默认模型计算的 $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m}1,2}\text{Eu}$ 和 $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150\text{m}}\text{Eu}$ 的 FACS 随电子能量的变化趋势, 并与 CLAPA(空心圆) 和 XG-III 装置(实心圆) 的实验测量值进行比较

Fig. 5. The trends of the FACS as a function of electron energy for the $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m}1,2}\text{Eu}$ and $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150\text{m}}\text{Eu}$ reactions were calculated using the Talys default model and compared with the experimental data measured at the CLAPA (hollow circles) and XG-III (solid circles) facilities.

进一步用 Talys 程序中的 8 组 γ SF 模型 [44–51]、2 组 OMP 模型 [52,53] 及 6 组 NLD 模型 [49,54–58] 分别计算了 $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m}1,2}\text{Eu}$ 和 $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150\text{m}}\text{Eu}$ 的反应截面 $\sigma(E_\gamma)$, 并代入 (6) 式, 获得了上述三个反应的 FACS 值. 对模型敏感性分析表明, ^{153}Eu

$(\gamma, n)^{152\text{m}1,2}\text{Eu}$ 和 $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150\text{m}}\text{Eu}$ 三个反应的 FACS 对 OMP 模型均不敏感, 但对 γ SF 和 NLD 模型显示出较强的依赖性. 这表明有必要进行更多的实验测量, 以进一步完善对上述反应的模型约束。

3.3 同核异能素比及其对核模型的依赖性

IR 可用于分析核反应中的角动量转移规律与核能级密度的自旋依赖性, 其计算公式为 [39]

$$\text{IR} = \frac{\sigma_{\text{FA}}^{\text{high}}(E_e)}{\sigma_{\text{FA}}^{\text{low}}(E_e)}, \quad (8)$$

其中, $\sigma_{\text{FA}}^{\text{high}}(E_e)$ 与 $\sigma_{\text{FA}}^{\text{low}}(E_e)$ 分别为高、低自旋态同核异能素的 FACS.

将 (7) 式代入 (8) 式, IR 可表示为

$$\text{IR} = \frac{\sigma_{\text{FA}}^{\text{high}}(E_e)}{\sigma_{\text{FA}}^{\text{low}}(E_e)} = \frac{Y^{\text{high}} N_0^{\text{low}} \int_{E_{\text{thr}}}^{E_e} \varphi^{\text{low}}(E_\gamma) dE_\gamma}{Y^{\text{low}} N_0^{\text{high}} \int_{E_{\text{thr}}}^{E_e} \varphi^{\text{high}}(E_\gamma) dE_\gamma}, \quad (9)$$

$^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m}1}\text{Eu}$ 和 $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m}2}\text{Eu}$ 反应的阈值能量 E_{thr} 分别为 8.6 MeV 和 8.8 MeV [59], 两者非常接近. CLAPA 装置和 XG-III 装置产生的韧致辐射谱端点能量均远高于反应阈值, 且完整覆盖 GDR 能区 (见图 2). 分别计算两装置产生的韧致辐射谱在阈值至端点能量范围内的积分比 $\left(\int_{E_{\text{thr}}}^{E_e} \varphi^{\text{low}}(E_\gamma) dE_\gamma \right) / \left(\int_{E_{\text{thr}}}^{E_e} \varphi^{\text{high}}(E_\gamma) dE_\gamma \right)$, 其值分别为 1.01 和 1.04, 均近似为 1. 因此, 在相同实验条件且 ^{153}Eu 面密度 N_0 一致的前提下, $^{152\text{m}2}\text{Eu}$ 和 $^{152\text{m}1}\text{Eu}$ 的 IR 可近似表示为两者的产额比:

$$\text{IR}_{^{152\text{m}2}\text{Eu}/^{152\text{m}1}\text{Eu}} \approx \frac{Y_{^{152\text{m}2}\text{Eu}}}{Y_{^{152\text{m}1}\text{Eu}}}. \quad (10)$$

基于 (10) 式, 利用 3.1 节中的 XG-III 装置测得的 $^{152\text{m}2}\text{Eu}$ 和 $^{152\text{m}1}\text{Eu}$ 产额数据, 计算得到 $\text{IR}_{^{152\text{m}2}\text{Eu}/^{152\text{m}1}\text{Eu}} = 0.023 \pm 0.003 @ E_e = 14 \text{ MeV}$, 成功获得了 GDR 能区的实验数据. 同理, 基于 CLAPA 装置的 $^{152\text{m}2}\text{Eu}$ 和 $^{152\text{m}1}\text{Eu}$ 的实验产额, 计算得到 $\text{IR}_{^{152\text{m}2}\text{Eu}/^{152\text{m}1}\text{Eu}} = 0.046 \pm 0.006 @ E_e = 200 \pm 28 \text{ MeV}$, 补充了 $\text{IR}_{^{152\text{m}2}\text{Eu}/^{152\text{m}1}\text{Eu}}$ 在 GDR 能区的实验数据. 表 3 列出了 $\text{IR}_{^{152\text{m}2}\text{Eu}/^{152\text{m}1}\text{Eu}}$ 的实验值与理论值 (用 Talys 程序中 γ SF3, OMP Global 及 NLD3 模型组合计算). 为分析核模型对 IR 的影响, 进一步利用 Talys 程序计算了 8 组 γ SF 模型、2 组 OMP 模型及 6 组 NLD 模型的 $\text{IR}_{^{152\text{m}2}\text{Eu}/^{152\text{m}1}\text{Eu}}$, 理论分析了 IR 对上述三类核模型的敏感性, 结果如图 6 所示。

表 3 $IR_{152m2Eu/152m1Eu}$ 的实验值与 Talys 理论计算值对比Table 3. Comparison of experimental and Talys calculated values for $IR_{152m2Eu/152m1Eu}$.

同核异能素比	电子能量/MeV		IR (实验)		IR (Tallys理论计算)	
	CLAPA	XG-III	CLAPA	XG-III	200/MeV	14/MeV
$IR_{152m2Eu/152m1Eu}$	200 ± 28	14	0.046 ± 0.006	0.023 ± 0.003	0.042	0.020

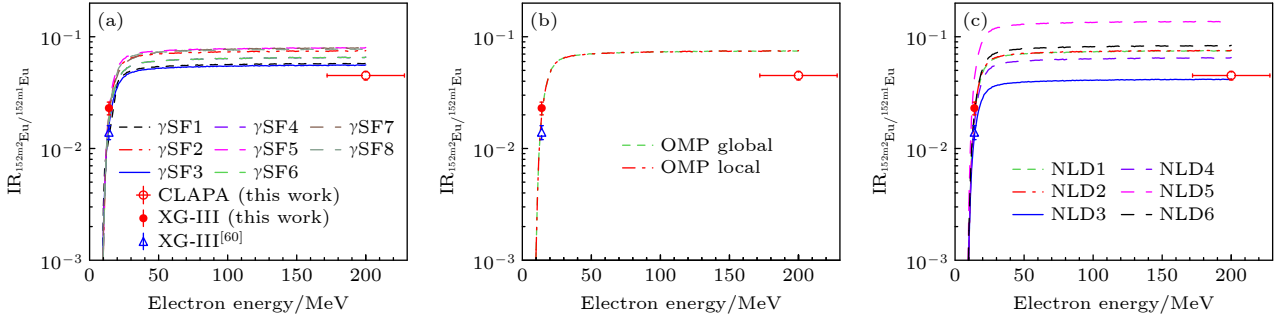


图 6 (a)–(c) 8 组 γ SF 模型、2 组 OMP 模型及 6 组 NLD 模型下 $IR_{152m2Eu/152m1Eu}$ 的理论计算值与实验对比. 图中红色空心圆为 CLAPA 实验数据, 红色实心圆为本工作中基于 XG-III 装置测得的实验数据, 蓝色空心三角形则为我们前期末考虑 $^{152m1}Eu$ 和 $^{152m2}Eu$ 在靶内位置分布的实验结果^[60]

Fig. 6. (a)–(c) Comparison between the theoretically calculated $IR_{152m2Eu/152m1Eu}$ values and experimental data under 8 sets of γ SF Models, 2 sets of OMP Models and 6 sets of NLD Models. In the figure, the red hollow circles represent the CLAPA experimental data, the red solid circles denote the experimental data measured in this work using the XG-III device, and blue hollow triangles represent correspond to our previous experimental results that did not account for the positional distribution of $^{152m1}Eu$ and $^{152m2}Eu$ within the target^[60].

结果表明, 随入射电子能量增加, $IR_{152m2Eu/152m1Eu}$ 在低能区呈现快速增长趋势; 在电子能量达到数十至百 MeV 的高能区后, IR 逐渐趋于饱和, 且不同核模型的计算结果差异也随之显现; $IR_{152m2Eu/152m1Eu}$ 对 OMP 模型不敏感, 而对 γ SF 和 NLD 模型显示出较强的依赖性, 表明 γ SF 和 NLD 是影响 Eu 核素 IR 的主要核模型成分. 此外, 在 GDR 能区, 考虑 ^{152m}Eu 在靶内位置分布导致的 γ 射线自吸收效应并完成修正后, XG-III 装置的实验 $IR_{152m2Eu/152m1Eu}$ 与用 Talys 中 γ SF 3, OMP Global 及 NLD3 模型组合的计算值 (0.020) 基本吻合. 值得一提的是, 该结果比前期末考虑 $^{152m1}Eu$ 和 $^{152m2}Eu$ 在靶内的位置分布的结果 (0.014 ± 0.002)^[60] 高约 2 倍. 同时, 考虑 $^{152m1}Eu$ 和 $^{152m2}Eu$ 在靶内的位置分布后, 基于 CLAPA 装置获得百 MeV 高能区的 $^{152m1}Eu$ 和 $^{152m2}Eu$ 的 IR 值与 Talys 计算理论值 (0.042) 基本符合 (如表 3 所列). 上述结果表明, 本工作在 GDR 能区和百 MeV 高能区的 $IR_{152m2Eu/152m1Eu}$ 测量结果, 可以用来约束核模型.

4 结 论

本研究基于激光加速的电子源, 分别在巨共振能区和百 MeV 能区实现了同核异能素 $^{152m,150m}Eu$

的光核活化产生, 测量了 $^{153}Eu(\gamma, n)^{152m1,m2}Eu$ 和 $^{151}Eu(\gamma, n)^{150m}$ 反应的 FACS 和 IR. 实验发现, $IR_{152m2Eu/152m1Eu}$ 测量值 (0.023 ± 0.003) @ $E_e = 14$ MeV 约为未考虑 ^{152m}Eu 在靶内的空间分布的结果^[60] 的 2 倍. 同时, 采用 Talys 程序计算了相应的 FACS 与 IR 理论值, $^{153}Eu(\gamma, n)^{152m1}Eu$ 的理论值与在 GDR 能区 CLAPA 的实验值在误差范围内基本一致, 但比在 GDR 能区 XG-III 的实验值低约 40%; $^{153}Eu(\gamma, n)^{152m2}Eu$ 的理论值比高能区 CLAPA 的实验值高约 45%, 但比 GDR 能区 XG-III 的实验值低约 54%; $^{151}Eu(\gamma, n)^{150m}Eu$ 的理论值比在 GDR 能区 CLAPA 的实验值大约 3 倍, 比 GDR 能区 XG-III 的实验值高约 36%. 说明现有的 γ 强度函数和核能级密度模型在合理描述 Eu 核素方面尚有提升空间. 此外, 研究了 ^{152m}Eu 的 IR 对核模型的敏感性, 发现在高能区, ^{152m}Eu 的 IR 对 OMPs 模型不敏感, 而对 γ SFs 与 NLDs 模型具有较强依赖性. 在 GDR 能区, 基于 XG-III 装置获得的 $IR_{152m2Eu/152m1Eu}$ 实验值与 γ SF 3 模型计算值基本吻合. 在 GDR 能区, 基于 CLAPA 装置测得的 $IR_{152m2Eu/152m1Eu}$ 实验值与 NLD3 模型计算结果也基本一致. 这表明, 对 $^{153}Eu(\gamma, n)^{152m1,m2}Eu$ 和 $^{151}Eu(\gamma, n)^{150m}$ 反应的 FACS 和 IR 的进一步测量, 可为约束相关核模型参数提供重要数据支撑.

然而, 受限于当前高能激光装置重复频率低、束流稳定性有待加强, 本研究仅获得 GDR 与高能区两个离散能点的实验数据, 尚不足以对核模型进行系统性的优化; 同时, 研究对象仅聚焦于 Eu 核素, 未对更多核素的模型依赖性开展系统研究. 未来, 我们将基于激光加速电子源, 在更宽能区开展更多同核异能素的光核活化产生实验及 IR 测量, 获取更丰富的实验数据, 从而为约束核模型关键参数提供参考依据.

感谢北京大学 CLAPA 激光装置、中国工程物理研究院激光聚变研究中心 XG-III 激光装置和西安交通大学理学院的工作人员对本工作实验的大力支持.

参考文献

- [1] Wu Y B, Keitel C H, Pálffy A 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 6
- [2] Seiferle B, Lars V D W, Thirolf P G 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 1
- [3] Seiferle B, Wense L V D, Bilous P V, Amersdorffer I, Thirolf P G 2019 *Nature* **573** 243
- [4] Broda R, Janssens V F, Iskra Ł W 2017 *Phys. Rev. C* **95** 6
- [5] Soddy F 1917 *Nature* **99** 245
- [6] Hahn O 1921 *Naturwiss.* **9** 84
- [7] Walker P, Podolyák Z 2020 *Phys. Scr.* **95** 044004
- [8] Jain A K, Maheshwari B, Goel A 2021 *Nuclear Isomers* (Cham: Springer Nature)
- [9] Blann M 1975 *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **25** 123
- [10] Vandenbosch R, Huizenga J R 1960 *Phys. Rev.* **120** 1313
- [11] Huizenga J R, Vandenbosch R 1960 *Phys. Rev.* **120** 1305
- [12] Zhang J L, Qi W, Fan W R, Cao Z W 2023 *Front. Astron. Space Sci.* **10** 1265919
- [13] Rahman M S, Kim K, Nguyen T H, Kim G, Naik H, Yang S C, Shin S G, Kye Y U, Cho M H 2020 *Eur. Phys. J. A* **56** 235
- [14] Arnould M, Goriely S 2003 *Phys. Rep.* **384** 1
- [15] Rauscher T, Dauphas N, Dillmann I 2013 *Rep. Prog. Phys.* **76** 066201
- [16] Beer H, Macklin R L 1988 *Astrophys. J* **331** 1047
- [17] Berman B L, Kelly M A, Bramblett R L, Caldwell J T, Fultz S C 1969 *Phys. Rev.* **185** 1576
- [18] Thiep T D, An T T, Khai N T, Vinh N T, Cuong P V, Belov A G, Maslov O D 2009 *Phys. Part. Nucl. Lett.* **6** 126
- [19] Thiep T D, An T T, Viet C P, The V N, Minh H B, Tuan A L, Belov A G 2018 *J. Radioanal. Nucl. Chem.* **317** 1263
- [20] Vishnevsky I N, Zheltonozhsky V A, Mazur V M, Hoshovsky M V 1999 *Phys. At. Nucl.* **62** 880
- [21] Vishnevsky I N, Savrasov A N, Zheltonozhsky V A, Strilchuk N V 2009 *Phys. Rev. C* **79** 1
- [22] Kolev D 1998 *Appl. Radiat. Isot.* **49** 989
- [23] Naik H, Kim G, Kim K, et al. 2016 *Nucl. Phys. A* **948** 28
- [24] Tajima T, Dawson J M 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
- [25] Modena A, Dangor A E, Clayton C E, et al. 1995 *Nature* **377** 606
- [26] Wang J, Cai D F, Zhao Z Q, Gu Y Q 2017 *Acta Phys. sin.* **66** 075203 (in Chinese) [王剑, 蔡达锋, 赵宗清, 谷渝秋 2017 物理学报 **66** 075203]
- [27] Cao Z W, Qi W, Lan H Y, Luo W 2023 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **65** 055007
- [28] Yu C H, Qi R, Wang W T, Liu J S 2016 *Sci. Rep.* **6** 29518
- [29] Zhu X L, Wang W M, Yu T P, He F, Weng S M, Chen L M, Li Y T, Sheng Z M, Zhang J 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 085202 (in Chinese) [朱兴龙, 王伟民, 余同普, 何峰, 陈民, 翁苏明, 陈黎明, 李玉同, 盛政明, 张杰 2021 物理学报 **70** 085202]
- [30] Luo K J, Fan W R, Qi W, Zhang J L, Luo W 2024 *Nucl. Technol.* **47** 93 (in Chinese) [罗凯军, 樊文茹, 齐伟, 张景丽, 罗文 2024 核技术 **47** 93]
- [31] Feng J, Li Y J, Tan J H, et al. 2023 *Laser Photonics Rev.* **17** 2300514
- [32] Li Z C, Yang Y, Cao Z W, Li X X, Yuan Y, Zhao Z Q, Fan G T, Wang H W, Luo W 2023 *Nucl. Sci. Tech.* **34** 103
- [33] Wang X L, Xu Z Y, Luo W, Lu H Y, Zhu Z C, Yan X Q 2017 *Phys. Plasmas* **24** 093105
- [34] Boller P, Zylstra A, Burggraf J, et al. 2021 Technical Report
- [35] Boyer K, Luk T S, Rhodes C K 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 557
- [36] Mirani F, Calzolari D, Formenti A, Passoni M 2021 *Commun. Phys.* **4** 185
- [37] Lan H Y, Song T, Luo W 2021 *Phys. Rev. Appl.* **24** 10
- [38] Wu D, Lan H Y, Zhang J Y, Liu J X, Lu H G, Lv J F, Wu X Z, Zhang H, Cai J, Xu X L 2023 *Front. Phys.* **11** 1178257
- [39] Lan H Y, Wu D, Liu J X, Zhang J Y, Lu H G, Lv J F, Wu X Z, Luo W, Yan X Q 2023 *Nucl. Sci. Tech.* **34** 74
- [40] Wang M Z, Wu D, Lan H Y, Zhang W J, Yand Luo, Yan X Q 2024 *Nucl. Phys. A* **1043** 122834
- [41] Luo W, Lan H Y, Xu Y, Balabanski D L 2017 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **849** 49
- [42] NuDat 3 2022. National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory
- [43] Wu D, Lan H Y, Zhang J Y, Liu J X, Lu H G, Lv J F, Wu X Z, Zhang G Q, Wang N Y, Ma Y G, Yan X Q 2023 arXiv: 2209.13947 [nucl-ex]
- [44] Kopecky J, Uhl M 1990 *Phys. Rev. C* **41** 1941
- [45] Brink D M 1957 *Nucl. Phys.* **4** 215
- [46] Goriely S, Khan E 2002 *Nucl. Phys. A* **706** 217
- [47] Goriely S, Khan E, Samyn M 2004 *Nucl. Phys. A* **739** 331
- [48] Goriely S 1998 *Phys. Lett. B* **436** 10
- [49] Hilaire S, Girod M, Goriely S, Koning A J 2012 *Phys. Rev. C* **86** 064317
- [50] Daoutidis I, Goriely S 2012 *Phys. Rev. C* **86** 034328
- [51] Goriely S, Hilaire S, Sieja K 2018 *Phys. Rev. C* **98** 014327
- [52] Koning A J, Delaroche J P 2003 *Nucl. Phys. A* **713** 231
- [53] Jeukenne J P, Lejeune A, Mahaux C 1976 *Phys. Rep.* **25** 83
- [54] Gilbert A, Cameron A G W 1965 *Can. J. Phys.* **43** 1446
- [55] Dilg W, Schantl W, Vonach H, Uhl M 1973 *Nucl. Phys. A* **217** 269
- [56] Ignatyuk A V, Weil J L, Raman S, Kahane S 1993 *Phys. Rev. C* **47** 1504
- [57] Goriely S, Tondeur F, Pearson J M 2001 *At. Data Nucl. Data Tables* **77** 311
- [58] Goriely S, Hilaire S, Koning A J 2008 *Phys. Rev. C* **78** 64307
- [59] Koning A, Rochman D 2019 *Nuclear Data Sheets* **155** 1
- [60] Qi W, Su J, Ren J R, Hou S Q, Cao L F, Luo W, Yu B, Hu J, Hang T W, Jiang K, Zhong J, Zhao Y T, Wei W Q, Deng Z G, Zhang F, Zhang Z M, Gu Y Q 2026 *China Science and Technology Achievements* **27** 1 (in Chinese) [齐伟, 苏俊, 任洁茹, 侯素青, 曹磊峰, 罗文, 余波, 胡钧, 黄太武, 蒋轲, 钟健, 赵永涛, 魏文青, 邓志刚, 张锋, 张智猛, 谷渝秋 2026 中国科技成果 **27** 1]

COVER ARTICLE

Studies on photoactivation of $^{152\text{m},150\text{m}}\text{Eu}$ and isomeric ratio of $^{152\text{m}}\text{Eu}$ using a laser-accelerated electron source*

LUO Kaijun ^{1)5)#} QI Wei ^{3)#} LAN Haoyang ²⁾ REN Jieru ⁴⁾ WU Di ²⁾
 ZHAO Yongtao ⁴⁾ DENG Zhigang ³⁾ ZHANG Shutong ¹⁾⁵⁾ WANG Meizhi ²⁾
 LI Zhicai ^{1)5)†} YAN Xueqing ^{2)‡} LUO Wen ^{1)5)††} GU Yuqiu ³⁾

1) (*School of Nuclear Science and Technology, University of South China, Hengyang 421001, China*)

2) (*State Key Laboratory of Nuclear Physics and Technology, School of Physics, CAPT, Peking University, Beijing 100871, China*)

3) (*Science and Technology on Plasma Physics Laboratory, Laser Fusion Research Center,
China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

4) (*School of Science, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*)

5) (*Key Laboratory of Advanced Nuclear Energy Design and Safety, Ministry of Education, Hengyang 421001, China*)

(Received 31 January 2026; revised manuscript received 23 March 2026)

Abstract

Research on photonuclear production of europium (Eu) isomers $^{152\text{m},150\text{m}}\text{Eu}$ is helpful for understanding the nucleosynthesis process of the p-nuclide ^{152}Gd . Currently, experimental data for photonuclear production of $^{152\text{m},150\text{m}}\text{Eu}$ remain scarce, with significant discrepancies persisting between measured and calculated isomeric ratio (IR) for $^{152\text{m}}\text{Eu}$. While nuclear reaction calculations provide an alternative means of obtaining these data, their results are highly sensitive to nuclear model parameters. Therefore, high-quality experimental measurements across a broad energy range are still essential to constrain these theoretical models. Laser-driven electron sources, which are characterized by picosecond to femtosecond pulse duration, ultra-high brightness and high signal-to-noise ratio, provide a novel approach to address the scarcity of photonuclear data for $^{152\text{m},150\text{m}}\text{Eu}$ and the discrepancies of IR data for $^{152\text{m}}\text{Eu}$. In the present study, we utilized both the CLAPA laser facility at Peking University and the XG-III laser facility at the China Academy of Engineering Physics to achieve the photonuclear production of $^{152\text{m},150\text{m}}\text{Eu}$ in hundred-MeV and Giant Dipole Resonance energy region, respectively. The flux-weighted average cross-sections (FACS) for the $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m}1, \text{m}2}\text{Eu}$ and $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150\text{m}}\text{Eu}$ reactions were measured. Accordingly, the IR value of $^{152\text{m}}\text{Eu}$ was extracted in a reasonable way. Using the CLAPA facility, the FACS values for the $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152\text{m}1, \text{m}2}\text{Eu}$ and $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150\text{m}}\text{Eu}$ reactions were measured at $E_e = (200 \pm 28)$ MeV to be (12.65 ± 2.37) mb, (0.56 ± 0.09) mb, and (10.83 ± 2.70) mb, respectively. Using the XG-III facility, these values were measured at $\langle E_e \rangle = 14$ MeV to be (37.71 ± 4.63) mb, (0.92 ± 0.05) mb, and (31.23 ± 6.92) mb, respectively. The resulting IR values for $^{152\text{m}}\text{Eu}$ were determined to be $0.046 \pm 0.006 @ E_e = (200 \pm 28)$ MeV and $0.023 \pm 0.003 @ \langle E_e \rangle = 14$ MeV, respectively. Furthermore, we

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2022YFA1603300), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. U2230133, 12305270), and the Scientific Research Project of Hunan Provincial Department of Education, China (Grant No. 25C0242).

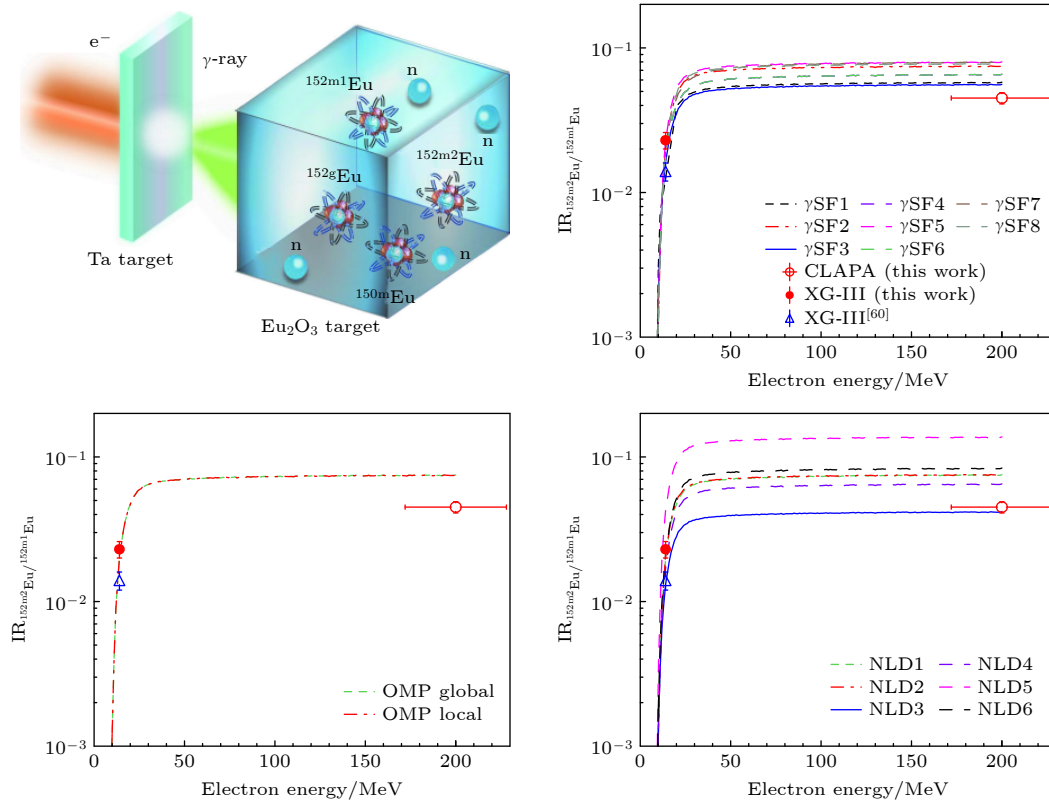
These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: lizhicai@usc.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: x.yan@pku.edu.cn

†† Corresponding author. E-mail: wenluo-ok@163.com

performed Talys calculations to systematically investigate the sensitivity of the FACS and IR values to nuclear model parameters. It is shown that the FACS curves of the $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152m1,m2}\text{Eu}$ and $^{151}\text{Eu}(\gamma, n)^{150m}\text{Eu}$ reactions and the IR curve of the ^{152m}Eu exhibit significant dependence on the γ strength function and nuclear level density. It was also found that, despite certain discrepancies between the measured FACS values and theoretical calculations, the overall variation trends remain consistent, indicating that current nuclear reaction models still have room for improvement in accurately describing Eu isotopes. Additionally, the experimentally measured IR values of ^{152m}Eu agree well with theoretical predictions. These results not only enrich the production data for $^{152m,150m}\text{Eu}$ but also provide experimental constraints on existing nuclear reaction models for Eu isotopes.



Keywords: 152m , ^{150m}Eu isomers, laser-accelerated electron source, flux-weighted average cross-section, isomeric ratio

DOI: 10.7498/aps.75.20260175

CSTR: 32037.14.aps.75.20260175

利用激光加速电子源开展 $^{152\text{m}}, ^{150\text{m}}\text{Eu}$ 的光核活化产生和 $^{152\text{m}}\text{Eu}$ 的同核异能素比研究

罗凯军 齐伟 蓝浩洋 任洁茹 吴笛 赵永涛 邓志刚 张书桐 王美植 李志才 颜学庆 罗文 谷渝秋

Studies on photoactivation of $^{152\text{m}}, ^{150\text{m}}\text{Eu}$ and isomeric ratio of $^{152\text{m}}\text{Eu}$ using a laser-accelerated electron source

LUO Kaijun QI Wei LAN Haoyang REN Jieru WU Di ZHAO Yongtao DENG Zhigang ZHANG Shutong WANG Meizhi LI Zhicai YAN Xueqing LUO Wen GU Yuqiu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 140102 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260175

CSTR: 32037.14.aps.75.20260175

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260175>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

利用离子阻停对电子俘获致核激发的研究

Study of nuclear excitation by electron capture via the stopping of highly charged ions

物理学报. 2024, 73(13): 132301 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240276>

上海激光电子伽马源伽马活化数据的获取及应用

Acquisition and application of Shanghai Laser Electron Gamma Source gamma activation data

物理学报. 2026, 75(2): 132301 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251208>

超过30 GeV的强激光锁相直接电子加速

Over-30-GeV intense laser phase-locked direct electron acceleration

物理学报. 2024, 73(19): 195201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240652>

钕-150同位素三步选择性光电离理论研究

Numerical studies of three-step selective photoionization of neodymium-150 isotope

物理学报. 2025, 74(11): 113201 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250262>

HI-13串列加速器上不稳定核 $^{85}\text{Sr}(n, \gamma)$ 截面的替代反应法测量

Measurement of $^{85}\text{Sr}(n, \gamma)$ cross sections of unstable nuclei in HI-13 tandem accelerators by surrogate-reaction method

物理学报. 2025, 74(13): 132501 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250214>

基于同位素链核电荷半径的新关系

New relation for nuclear charge radius based on isotope chain

物理学报. 2022, 71(15): 152101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212343>