

基于白光中子源的 $^{159}\text{Tb}(n, \gamma)$ 反应截面测量及共振参数分析*

陈玄博¹⁾ 张奇玮^{1)†} 栾广源^{1)‡} 吴鸿毅¹⁾ 罗湔天¹⁾ 任杰¹⁾
贺国珠¹⁾ 蒋伟²⁾³⁾ 樊瑞睿²⁾³⁾ 阮锡超¹⁾

1) (中国原子能科学研究院, 核数据全国重点实验室, 北京 102413)

2) (中国科学院高能物理研究所, 北京 100049)

3) (散裂中子源科学中心, 东莞 523803)

(2026 年 2 月 14 日收到; 2026 年 3 月 14 日收到修改稿)

铽(Tb)(n, γ)反应截面是核工程计算与恒星 s 过程研究中的重要基础核数据, 在反应堆活化分析及稀土区丰度计算中具有重要作用. 该反应的实验研究主要包括基于反应堆或加速器中子源的飞行时间法测量以及活化法测量等, 集中在热中子附近和 MeV 能区, 在可分辨共振区, 已有实验数据仍较为有限, 对该能区的高精度测量有助于完善相关共振参数的信息. 故利用全吸收型伽马探测装置 (Gamma Total Absorption Facility, GTAF), 基于中国散裂中子源 (CSNS) 反角白光中子 (Back-n) 束线, 对 $^{159}\text{Tb}(n, \gamma)$ 反应截面进行了在线测量. 实验采用飞行时间方法确定中子能量, 通过死时间修正、脉冲形状甄别、多重性筛选和加和能量判选、本底扣除等处理后提取了中子俘获产额. 随后使用 SAMMY 程序通过 R 矩阵分析提取了 1—100 eV 的共振参数并重构了该能区的反应截面, 为现有核数据评价提供了新的参考, 同时也为相关核天体物理计算和核工程应用提供了可靠的实验基础.

关键词: 中子辐射俘获截面, 白光中子源, 全吸收型伽马探测器, 共振参数

DOI: 10.7498/aps.75.20260252

CSTR: 32037.14.aps.75.20260252

1 引言

中子辐射俘获 (n, γ) 反应截面是核天体物理与核工程领域中的重要基础核数据之一, 在核工程中广泛应用于反应堆中子学计算、屏蔽设计及能耗分析等关键环节^[1], 在核天体物理中决定了恒星环境下慢中子俘获 (s 过程) 核反应网络的演化^[2], 铽 (Tb) 作为稀土区稳定核素, 其 (n, γ) 反应截面不仅为核反应堆设计、材料辐照活化分析及核数据库

评价等工程计算提供重要输入参数^[3], 同时也是稀土质量区 s 过程丰度计算与反应网络研究的重要核物理输入^[4,5]. 反应现有实验数据主要分布在热中子附近^[6,7]以及 keV 至 MeV 能区^[8,9], 在 eV 至百 eV 的可分辨共振区, 长期缺乏系统而连续的实验数据. Zhang 等^[10]基于白光中子源使用 C_6D_6 探测器获得了该能区内的截面及共振参数, 填补了低能共振区实验数据的空白. 由于探测体系和分析方法的差异, 不同实验结果在共振细节上仍存在一定分散, 有必要在不同实验条件下开展相互独立

* 国家自然科学基金 (批准号: 12275363, 12505161)、稳定支持基础科研计划 (批准号: BJ010261223282) 和中核集团集中研发项目 (批准号: FD010241222552) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhangqw@ciae.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: luangy@ciae.ac.cn

的测量以提高核数据的可靠性.

全吸收型伽马探测装置通过对中子俘获后级联 γ 射线的近 4π 立体角整体探测, 在弱共振、小样品量及低统计条件下具有明显优势, 现已成为中子俘获反应实验中的重要探测手段之一^[11]. 主要有欧洲 CERN n_TOF 的 TAC (Total Absorption Calorimeter)^[12] 以及美国 LANL LANCE 束线上的 DANCE (Detector for Advanced Neutron Capture Experiments)^[13] 装置, 在宽能区俘获截面与共振参数测量中已取得了大量高质量实验结果^[14,15].

利用中国原子能科学研究院核数据重点实验室研制的全吸收型伽马探测装置 (Gamma Total Absorption Facility, GTAF)^[16], 在中国散裂中子源 (China Spallation Neutron Source, CSNS) Back-n 束线条件下基于中子飞行时间方法 (time of flight, TOF) 对 $\text{Tb}(n, \gamma)$ 反应截面开展实验测量. 结合 SAMMY 程序^[17] 基于 R 矩阵理论提取共振参数并重构反应截面, 为核数据检验与评价提供新的实验参考.

2 实验装置

2.1 实验条件及样品参数

CSNS 质子束流的能量为 1.6 GeV, 运行在时间间隔为 410 ns 的双束团模式, 轰击钨靶产生形

成覆盖热中子至 MeV 量级的白光脉冲中子束, 重复频率为 25 Hz. Back-n^[18-20] 的布局如图 1 所示, 样品在位于实验厅 2 的 GTAF 装置中心, 距散裂靶的飞行路径长度约为 75.9 m, 中子束线中设置了多级中子开关及准直器, 为降低低能中子及束内本底的影响, 中子束线出口处放置了厚度为 1 mm 的 Cd 吸收片, 用于吸收能量低于约 0.3 eV 的中子. 中子飞行时间与中子能量之间的关系可通过 TOF 方法确定, 表达式为

$$E_n(\text{eV}) = \left[\frac{72.2977 L(\text{m})}{t_n(\mu\text{s})} \right]^2, \quad (1)$$

其中, $t_n = T_{\gamma n} - T_{\gamma f} + L_0/c$ 为中子飞行时间, $T_{\gamma n}$ 和 $T_{\gamma f}$ 分别表示中子俘获反应产生的级联 γ 射线以及 γ -flash 到达探测器的时间, L 为中子从散裂靶到样品位置的飞行路径长度, L_0 为 γ -flash 从散裂靶到探测器阵列的飞行距离, c 为光速. 通过测量中子飞行时间、反应事件计数以及加速器中子束流强度即可计算中子辐射俘获反应截面^[21,22].

实验期间, 束流功率约为 140 kW. 采用孔径组合为 12 mm + 15 mm + 40 mm, 在样品位置形成直径约为 30 mm 的中子束斑^[23]. 实验中测量了多种样品条件以满足不同分析需求, 包括 $^{\text{nat}}\text{Tb}$, $^{\text{nat}}\text{C}$ 本底样品以及空样品. $^{\text{nat}}\text{C}$ 样品用于评估散射中子本底, 空样品用于测量与束流无关的本底. 各测量样品的关键参数汇总见表 1.

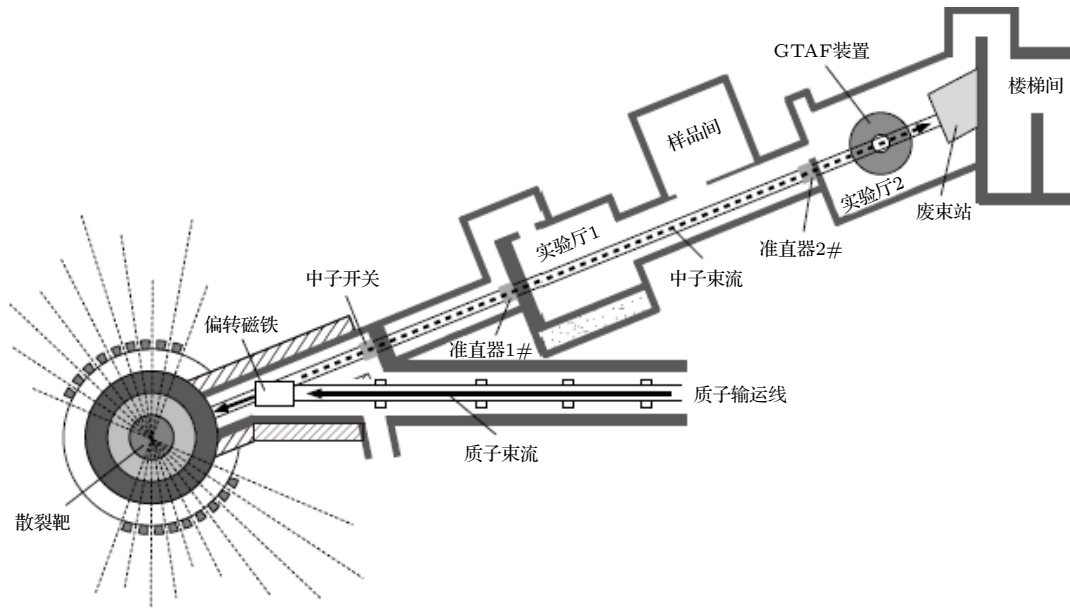


图 1 CSNS Back-n 反角白光中子束线示意图

Fig. 1. Schematic view of the CSNS Back-n white neutron beamline.

表 1 实验样品与测量条件

Table 1. Summary of samples and measurement conditions.

样品	厚度/mm	直径/mm
^{nat}Tb	0.25 mm	40
^{nat}C	1.08 mm	40
空样品	/	/

2.2 GTAF 装置

当靶核俘获中子后形成激发态复合核, 其退激至基态的过程中通常会发射多条级联 γ 射线. 尽管单条 γ 射线的能量取决于具体退激路径, 但所有级联 γ 射线能量之和等于复合核的激发能. 全吸收装置正是利用这一物理特性, 通过对级联 γ 射线能量的整体加和, 显著降低对单条 γ 射线退激路径的依赖, 从而提高中子俘获事件与本底事件的区分能力, 实现对 (n, γ) 反应截面的高精度测量.

如图 2 所示, GTAF 是由 40 块 BaF_2 晶体构成的全吸收型伽马探测阵列, 整体覆盖接近 4π 的立体角 (约 95.2%^[24]), 对样品位置形成高度对称的几何接受度. BaF_2 晶体具有较高的密度和较短的辐射长度, 对 γ 射线具有良好的吸收效率. 此外, BaF_2 晶体具有典型的快、慢双发光成分: 快成分光衰减时间为亚纳秒量级, 主要由 γ 射线激发; 慢成分光衰减时间为 630 ns, 使得阵列具有良好的时间分辨. α 粒子几乎没有快成分, 基于这一特性, 可通过在不同积分时间窗内对快、慢成分进行脉冲形状甄别 (PSD), 有效抑制 BaF_2 晶体内部天然放射性产生的 α 本底.

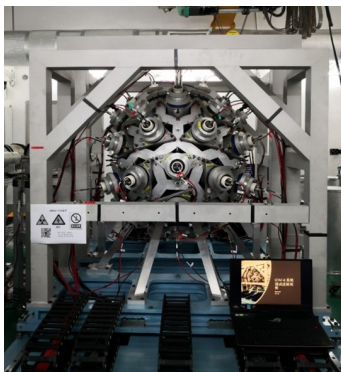


图 2 GTAF 探测装置结构示意图

Fig. 2. Structure of the GTAF detector system.

在数据分析中, 通过同时引入加和能量阈值与晶体多重性条件对俘获事件进行筛选. 真实的中子

俘获事件通常伴随多条级联 γ 射线, 表现为较高的晶体多重性以及接近复合核中子分离能的加和能量; 而环境 γ 本底、电子学噪声及偶然符合事件通常具有较低的多重性或不完整的能量沉积. 因此, 合理设置加和能量窗口和多重性判选条件, 能够在保证探测效率的同时显著提高俘获事件的信噪比.

2.3 数据获取系统

GTAf 探测装置的数据获取系统基于 XIA 数字化电子学与 GDDAQ (Gamma detector data acquisition)^[25] 数据采集框架实现, 该套系统已在多种核物理实验中得到广泛应用^[26,27], 具有系统噪声低及配置灵活等优点, 能够同时满足 γ 射线光谱学测量与 TOF 分析对高精度数据采集的要求. 探测器信号由三块 Pixie-16 数字化板卡记录, 采样率为 500 MHz, 分辨率为 12 bit. 系统采用 list-mode 模式保存逐事例信息, 并通过梯形滤波算法提取时间和能量参数. 由于高计数率运行条件下不可避免存在系统死时间效应, 要在基于瞬时计数率进行死时间损失修正后, 再对实验数据实施事件判选与本底扣除, 从而为俘获产额提取提供可靠数据输入.

3 数据处理与俘获产额提取

$^{159}\text{Tb}(n, \gamma)$ 反应实验数据以事件级信息的形式由数据获取系统在线记录, 每个触发事例包含参与触发的 BaF_2 探测器通道、对应的能量沉积信息、用于脉冲形状甄别的积分量以及全局时间戳. 数据处理的目标是在宽能区和高瞬时计数率条件下, 从原始触发事例中提取真实的中子俘获反应信号, 并获得可靠的俘获反应产额谱.

在数据处理流程中, 首先对原始触发事件流进行死时间修正, 以补偿电子学导致的计数损失并恢复真实的事件分布; 在修正的基础上施加事件判选条件, 以区分中子俘获事件与各类本底事件; 完成事件筛选后, 再进一步开展本底评估与扣除, 并最终通过中子能谱归一化获得俘获反应产额谱.

3.1 死时间计算

在数据采集过程中, 数字化电子学系统在处理触发信号期间部分真实事例无法被记录产生死时间效应. 该效应直接作用于探测系统记录的原始事件数, 并与瞬时计数率密切相关. 设在给定时间

区间内样品测量的瞬事例计数率为 R_{sample} , 电子学系统的等效死时间为 τ , 则死时间修正因子可表示为

$$f_{\text{dead}} = e^{-R_{\text{sample}}\tau}. \quad (2)$$

在实际数据处理中, 设置系统死时间为 200 ns, 通过对飞行时间谱在固定时间窗内计算瞬计数率, 获得随中子能量变化的死时间修正因子, 并将其逐能区应用于原始事件计数. 图 3 给出了 ^{159}Tb 样品在 1—1000 eV 能区内的死时间修正因子分布. 其中, 横轴为能量, 纵轴为死时间修正因子. 可以看出, 在大多数能区内修正因子接近于 1, 表明电子学死时间效应整体较弱; 仅在瞬计数率较高的能区, 死时间修正不可忽略. 为保证俘获产额提取的准确性, 本文在数据处理中对所有样品施加死时间修正.

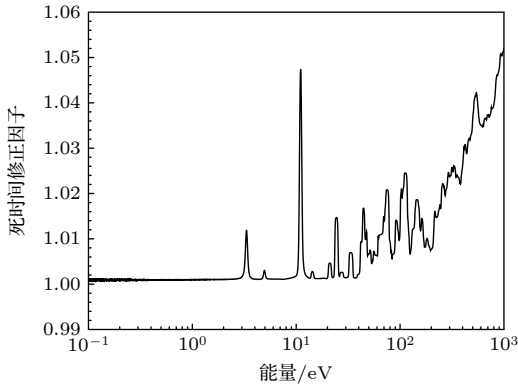


图 3 1—1000 eV 的 ^{159}Tb 死时间修正因子

Fig. 3. Dead-time correction factor as a function of neutron energy.

3.2 PSD 判选

BaF_2 晶体中微量放射性杂质 Ra, 其 α 衰变在探测器中形成一项重要的内部本底来源. 由于 α 粒子与 γ 射线在 BaF_2 晶体中激发的闪烁信号在快、慢成分比例上存在显著差异, 可利用脉冲形状甄别 (pulse shape discrimination, PSD) 方法对二者进行有效区分.

在数据处理中, 分别定义短门积分 Q_{short} 和长门积分 Q_{long} , 并构造 PSD 判选参数 $\varepsilon_{s/l}$:

$$\varepsilon_{s/l} = Q_{\text{short}}/Q_{\text{long}}, \quad (3)$$

其中, Q_{short} 和 Q_{long} 分别表示闪烁信号在短、长积分时间窗内的电荷积分值, 关于 PSD 的更多信息可参考文献 [28]. 通过在 PSD 参数与事件加和能

量构成的二维分布中选取 γ 事件区域 (图 4 中红色框对应 α 粒子), 并对该区域内的事件进行扣除, 实现了对晶体内 α 本底的有效抑制.

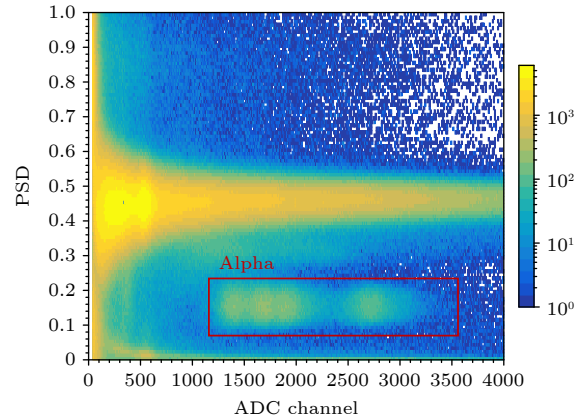


图 4 BaF_2 探测器的 PSD 分布

Fig. 4. Two-dimensional PSD distribution showing separation between γ events and α background.

3.3 事件判选条件

在完成死时间修正之后, 对事例施加事件判选条件以提取真实的中子俘获反应信号. 中子俘获反应形成的复合核通常通过多条级联 γ 射线退激, 其典型实验特征表现: 同一事例中可能触发多个 BaF_2 晶体, 对应较高的晶体多重性, 且事件加和能量集中分布于接近复合核激发能的 MeV 能区, 其中 ^{160}Tb 的中子分离能为 6.375 MeV. 相比之下, 散射中子事件、环境 γ 本底及电子学噪声多表现为低多重性事例, 且能量沉积偏向低能区或分布较为分散.

基于上述物理特征, 处理过程中选取晶体多重性 M (参与触发的 BaF_2 晶体数目) 和事件加和能量 E_{sum} (单次事例中所有晶体能量沉积之和) 作为主要事件判选变量. 如图 5(a) 所示, 在接近俘获级联 γ 总能量的 MeV 区域内, Tb 样品计数相对于本底样品显著增强, 而在低能端各谱之间差异较小. 该特征表明不同加和能区对俘获与非俘获事例的区分能力存在明显差异. 随后, 在最强共振峰 11.07 eV 附近 ($E_n = 9\text{—}13$ eV) 分析不同多重性条件下的加和能量谱, 如图 5(b) 所示, 当 $M > 1$ 时, 低加和能区本底得到明显抑制, 而俘获级联主峰结构保持稳定.

综合统计精度与本底抑制效果, 最终选取 $3.5 \text{ MeV} < E_{\text{sum}} < 7.5 \text{ MeV}$ 且 $M > 1$ 的事件作为有效俘获事例, 用于后续本底扣除与俘获产额提取.

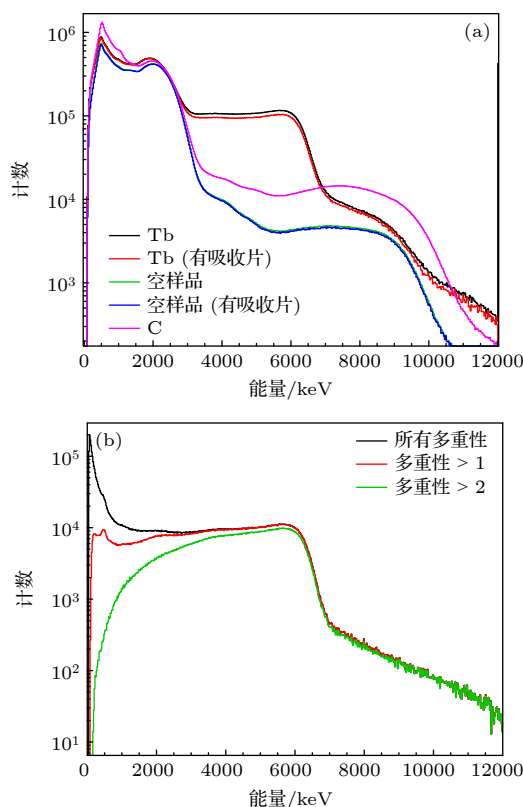


图 5 事件判选变量的分布特征 (a) 各样品的加和能量谱; (b) 最强共振峰附近不同晶体多重性条件下的加和能量谱
Fig. 5. Distributions used for event selection: (a) Summed-energy spectra of different samples; (b) summed-energy spectra under different crystal multiplicity conditions around the strongest resonance.

3.4 本底评估与扣除

在完成死时间修正、PSD 与事件判选之后, 仍需对多种物理来源的本底成分进行定量评估与扣除, 以获得真实反映 $^{159}\text{Tb}(n, \gamma)$ 反应的俘获计数谱. 实验中涉及的主要本底还包括: 空样品本底、与中子束无关的环境 γ 本底以及由入射中子散射引起的本底.

环境本底主要来源于实验大厅中的天然放射性及与中子束无关的环境 γ 射线. 在实验条件下, Cd 吸收片有效吸收了能量低于约 0.3 eV 的入射中子, 故选取该能区内的俘获计数作为环境本底的评估区间. 散射中子本底主要来源于入射中子在样品及其周围结构材料中发生散射后, 在探测器或相关材料中再次发生俘获反应所产生的 γ 射线. 该类本底与样品几何结构、材料分布及入射中子能谱密切相关, 难以仅通过事件判选条件完全抑制. 由于 ^{12}C 样品在 eV—keV 能区的俘获截面远小于散射截面, 其结果主要反映由散射中子及束线结构材料

引起的本底贡献. 在数据处理中, 利用 Cd+Ag+Co 吸收片测量中 Ag 在特征能区的吸收结构确定散射本底谱的相对归一化系数, 并将其逐能区从各样品的俘获计数谱中扣除, 得到扣除散射中子本底后的净俘获计数谱. 图 6 给出了 ^{159}Tb 包括空样品本底、散射中子本底和坪本底等的构成.

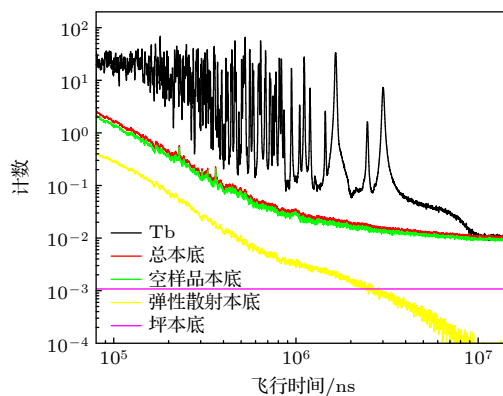


图 6 $^{159}\text{Tb}(n, \gamma)$ 反应的本底构成
Fig. 6. Summary of background subtraction for the $^{159}\text{Tb}(n, \gamma)$ reaction.

最后, 为消除入射中子注量随能量变化对谱形的影响, 将净俘获计数谱除以对应的中子能谱, 获得单位中子注量下的俘获反应产额谱. 再以 ENDF/B-VIII.0 数据库中的全截面作为外部输入将实验俘获产额转换为截面, 图 7 为 0.3 eV—1 keV 的实验截面与 ENDF/B-VIII.0 库俘获截面随中子能量变化的对比结果. 考虑到评价参数本身的不确定度以及自屏蔽、多次散射和分辨函数等实验效应的影响, 仅凭截面层面的直接比较难以对差异来源作出定量判断. 因此将实验俘获产额作为输入, 利用 SAMMY 程序基于 R 矩阵理论进行共振区整体拟合, 来更可靠地评估共振参数的差异及其物理意义.

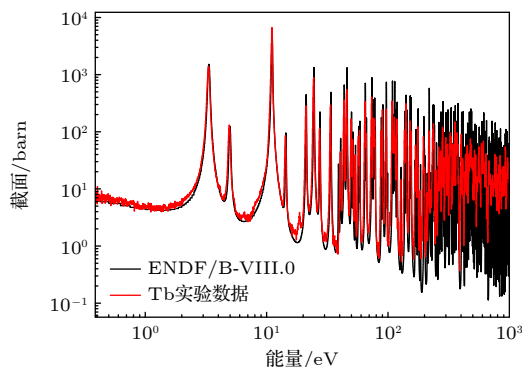


图 7 $^{159}\text{Tb}(n, \gamma)$ 实验截面与 ENDF/B-VIII.0 评价库对比
Fig. 7. Comparison of the experimental cross section with ENDF/B-VIII.0 in the 0.3–1000 eV region.

4 不确定度分析

实验不确定度主要来源于统计涨落、中子注量率以及样品定量误差等因素. 统计不确定度由样品测量计数与对应本底计数的统计涨落决定, 其计算遵循泊松统计规律, 可表示为

$$\delta_{\text{stat}} = \frac{\sqrt{C + C_b}}{C_n}, \quad (4)$$

其中 C 为样品总计数, C_b 为本底计数, $C_n = C - C_b$ 为净计数. 在强共振区, 由于俘获计数充足, 统计不确定度较小; 在弱共振或低计数能区则相对增大.

根据实验数据评估, 在 1—100 eV, 在强共振峰附近的统计相对不确定度一般小于 1%; 在弱共振或共振间隙能区, 统计相对不确定度增大, 典型取值约为 5%—10%. 中子能谱不确定度主要来源于中子束流监测系统对能谱与通量的测量精度. 在 CSNS Back-n 实验厅二条件下, 0.3 eV—1 MeV 能区内相对通量总不确定度约为 1.1%—5.6%^[29]. 样品定量不确定度由质量测量精度、几何尺寸误差及核素纯度共同决定. 样品采用高纯度金属 ^{159}Tb 样品, 厚度为 0.25 mm, 样品直径为 40 mm, 纯度高于 99.9%, 质量由精密电子天平测量. 得到样品量相对不确定度约为 0.40%.

在假设各分量相互独立的条件下, 总不确定度按误差传递公式合成:

$$\delta_{\text{tot}} = \sqrt{\delta_{\text{stat}}^2 + \delta_{\phi}^2 + \delta_{\text{sam}}^2}. \quad (5)$$

各不确定度分量及其典型量级汇总于表 2.

表 2 $^{159}\text{Tb}(n, \gamma)$ 反应截面测量的不确定度汇总 ($E_n < 100$ eV)

Table 2. Summary of uncertainties for the $^{159}\text{Tb}(n, \gamma)$ cross-section measurement ($E_n < 100$ eV).

不确定度来源	相对不确定度
统计不确定度	~0.3%(强共振)—~30%(低计数能区)
中子注量不确定度	<5.6%
样品定量不确定度	0.40%
总不确定度	≤6%(强共振区)

5 SAMMY 共振参数分析

为提取 $^{159}\text{Tb}(n, \gamma)$ 反应在可分辨共振区内的共振参数, 采用 SAMMY 程序在 Reich-Moore R 矩阵框架下对实验俘获产额谱进行拟合. 拟合

以 ENDF/B-VIII.0 共振参数作为初始输入, 物理模型中考虑了样品温度引起的多普勒展宽、自屏蔽及多次散射等效应. 得到 1—100 eV 共振峰能量 E_n 、中子宽度 Γ_n 及辐射宽度 Γ_γ , 关于共振参数的详细结果见附录 A 及表 A1. 结果表明, 多数主要共振的能量位置与 ENDF/B-VIII.0 在统计不确定度范围内基本一致.

图 8 为 1—100 eV 的实验产额与 SAMMY 拟合结果对比, 其中在 18—19.5 eV 能区, 实验产额相对于 SAMMY 结果出现约 10^{-3} 的局部正残差. 分析了样品中所有可能出现的杂质, 其中综合截面和含量最高的 Dy 及 Gd 的同位素杂质在当前含量条件下的贡献最大仅为 10^{-6} 量级, 且与 ^{197}Au 对照数据未出现对应峰状结构, 表明该结构并非束流或杂质效应所致. 该结构有可能源于强共振尾部对分辨函数的敏感性, 亦不排除存在极弱未收录共振峰的可能性. 在 28—32 eV 能区, 残差表现为正负交替起伏, 幅度不超过 10^{-4} , 未形成稳定峰形, 更符合统计涨落与模型近似误差. 在 82—88 eV 能区内, 实验数据也呈现一处局域正残差结构, 峰值约为 10^{-3} . 该能段综合贡献最强的 Dy 杂质贡献估计为 10^{-6} 量级, 而 ^{197}Au 数据的残差上限约为 2.5×10^{-4} , 说明 ^{159}Tb 在该能区可能存在额外的弱共振, 但该解释仍需结合进一步的系统检验与数据分析加以确认.

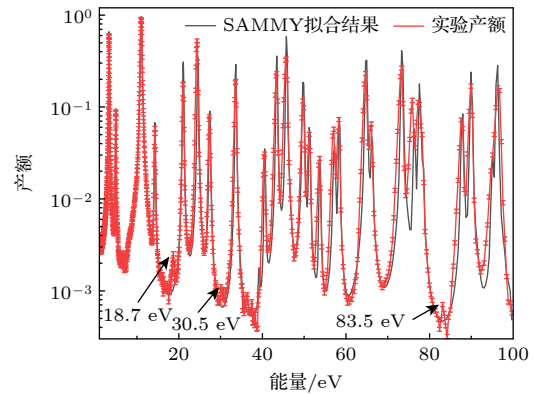


图 8 1—100 eV 实验产额与 SAMMY 拟合产额结果对比
Fig. 8. Comparison between the experimental yield and the SAMMY fit in the 1–100 eV region.

在完成对实验俘获产额的 R 矩阵拟合之后, 利用 SAMMY 在相同实验条件与分辨函数描述下对俘获截面进行了重构计算. 该过程通过将拟合得到的共振参数与实验分辨函数、自屏蔽及多次散射模型统一耦合, 直接由理论产额反演得到对应的截

面,从而避免在实验产额与截面之间引入额外的近似转换.图9给出了基于SAMMY拟合重构的 $^{159}\text{Tb}(n, \gamma)$ 截面与主流评价数据库结果的比较.总体来看,各数据集在主要强共振位置上保持良好一致,表明本工作在能量刻度、分辨函数描述以及归一化处理方面具有一定可靠性.在部分能区仍可观察到局部差异,主要表现为弱共振强度及强共振尾部形状的细微偏离,这些差异可能反映了评价文件中部分共振参数仍存在改进空间,同时也说明本工作数据能够为相关数据评价提供新的实验参考.需要指出的是,对于1—100 eV可分辨共振区,逐点截面比值对峰位微小偏移、峰宽差异及分bin方式等较为敏感,容易产生较大波动.为更稳定地比较不同评价库与本次结果在共振强度上的符合程度,本文进一步给出了基于共振俘获因子kernel值的C/E比较,结果见附录图A1.

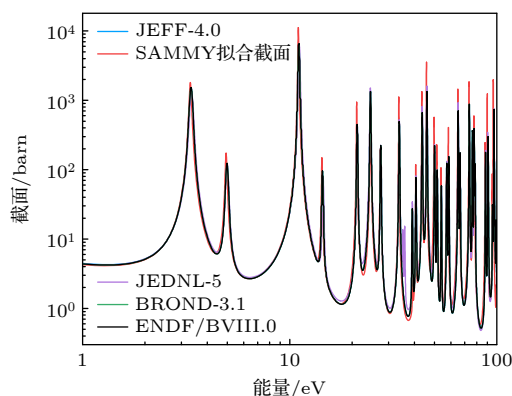


图9 1—100 eV反应截面与评价库对比

Fig. 9. Reconstructed $^{159}\text{Tb}(n, \gamma)$ cross section compared with evaluated libraries in the 1–100 eV range.

6 结论

基于TOF方法,通过死时间修正、脉冲形状甄别、晶体多重性筛选以及加和能量判选等数据处理手段,对用GTAF装置CSNS Back-n束线上测量的 $^{159}\text{Tb}(n, \gamma)$ 反应截面实现了中子俘获事件的有效筛选与本底抑制.在可分辨共振区内,采用SAMMY程序基于R矩阵理论对实验数据进行了拟合分析,提取了主要共振参数.拟合结果与ENDF/B-VIII.0等主流核数据评价库进行了比较,在1—100 eV能区内主共振结构和整体趋势保持一致,表明评价库在该能区具有较好的可靠性.同时在局部能区观察到一定差异及可能的弱结构特

征,其可能来源包括探测系统能量分辨率、飞行时间能量转换精度、中子能谱不确定度,以及本底扣除与事件选取策略等实验因素,尤其在弱共振或小结构区域,实验结果对数据处理方法和统计质量较为敏感,不同实验条件下得到的共振参数可能存在一定分散性.在排除了样品杂质和束流本身影响的前提下,这些结构是否对应真实的共振峰仍有待进一步的系统分析与验证.

综上所述,本工作为 $^{159}\text{Tb}(n, \gamma)$ 反应在可分辨共振区提供了新的独立实验参考,一定程度上弥补了该反应在该能区实验数据相对不足的问题.约11 eV附近的强共振峰主导了低能区的主要结构,而50—80 eV能区内若干中等强度共振则对局部结构和积分特征具有重要贡献.因而,本工作获得的实验截面及共振参数不仅为 $^{159}\text{Tb}(n, \gamma)$ 反应低能区核数据评价提供了新的实验约束,也为后续共振积分、能谱平均截面及相关反应率等导出量的计算提供了更可靠的基础输入,进而可为相关核天体物理研究和核工程数据库改进提供参考.结果也表明,在向更高能区共振参数的扩展以及与评价库存在差异结构的物理指认等方面,仍有必要开展进一步的实验与系统参数评价研究.

感谢中国散裂中子源(CSNS)反角白光中子实验组(Back-n, <https://cstr.cn/31113.02.CSNS.Back-n>)及中国散裂中子源设施(<https://cstr.cn/31113.02.CSNS>)的运行与技术团队在实验中提供的技术支持与协助.

附录A $^{159}\text{Tb}(n, \gamma)$ 反应共振参数与ENDF/B-VIII.0的比较

对于解析共振区内的每一个共振,俘获核函数(capture kernel)按照下式由中子宽度与辐射宽度计算得到:

$$K = g \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{\Gamma_n + \Gamma_\gamma}, \quad (\text{A1})$$

其中g为统计权重因子, Γ_n 和 Γ_γ 分别表示中子宽度与辐射宽度.在1—100 eV的可分辨共振区内,采用SAMMY程序基于R矩阵理论对实验俘获产额数据进行了拟合分析,提取了 $^{159}\text{Tb}(n, \gamma)$ 反应的主要共振参数.考虑到可分辨共振区逐点截面比值对峰位微小偏移和峰宽差异较为敏感,本文进一步采用俘获核函数K作为补充比较量.图A1给出了1—100 eV能区内实验结果与各评价库kernel值的C/E比较.结果表明,各评价库在多数主共振处总体一致,其中ENDF/B-VIII.0在多个主共振处更接近于1,表现出

表 A1 $^{159}\text{Tb}(n, \gamma)$ 1—100 eV 共振参数: ENDF/B-VIII.0 与 GTAF 对比
Table A1. Resolved resonances (1–100 eV): resonance parameters from ENDF/B-VIII.0 and GTAF.

ENDF/B-VIII.0				GTAf			
E_n/eV	Γ_n/meV	Γ_γ/meV	K/meV	E_n/eV	Γ_n/meV	Γ_γ/meV	K/meV
3.339	0.37	89	0.23	3.32±0.07	0.34±0.002	92.01±0.51	0.209±0.0010
4.98	0.08	97	0.03	4.95±0.09	0.09±0.001	103.67±1.40	0.0333±0.0004
11.07	7.84	90	4.51	11.04±0.10	7.87±0.035	89.03±0.416	4.52±0.0189
14.4	0.14	97	0.09	14.35±0.13	0.15±0.002	119.70±2.61	0.0944±0.0015
21.17	1.95	96	0.72	21.12±0.16	2.32±0.022	111.45±1.17	0.852±0.0095
24.55	4.48	102	2.68	24.64±0.18	2.12±0.025	142.39±1.93	1.30±0.0312
27.51	0.82	102	0.51	27.45±0.22	1.03±0.014	183.93±2.89	0.384±0.0067
33.81	4.13	98	1.49	33.73±0.18	3.85±0.039	93.81±1.18	1.39±0.0127
40.72	0.79	101	0.29	40.67±0.27	0.53±0.012	110.19±5.60	0.199±0.0030
43.63	4.72	98	2.81	43.55±0.20	4.38±0.073	116.23±2.83	2.64±0.0443
45.99	10.96	93	6.13	45.89±0.19	9.69±0.134	78.01±1.85	5.39±0.0799
50.06	1.84	97	1.13	49.90±0.27	3.34±0.048	188.53±4.30	2.05±0.0116
51.55	1.40	96	0.52	51.45±0.22	1.36±0.029	113.83±5.04	0.502±0.0105
53.98	0.50	78	0.31	53.89±0.24	0.38±0.009	109.72±5.12	0.238±0.0043
57.34	2.07	99	0.77	57.27±0.33	1.37±0.035	303.23±11.6	0.514±0.0087
58.63	1.57	96	0.96	58.54±0.23	1.34±0.025	84.41±3.78	0.765±0.0120
65.08	9.12	93	5.20	64.96±0.29	9.78±0.158	151.12±2.65	5.74±0.101
66.48	3.60	98	1.30	66.33±0.23	0.38±0.040	147.58±7.80	0.589±0.0069
73.66	14.4	94	7.80	73.58±0.28	13.7±0.222	137.17±2.88	7.76±0.130
76.3	9.87	93	3.35	76.36±0.37	2.45±0.0781	151.66±11.1	0.904±0.0351
77.75	6.24	95	3.66	77.73±0.31	4.83±0.108	163.52±5.02	2.94±0.0498
78.6	2.93	85	1.06	78.71±0.20	0.74±0.0297	86.02±7.81	0.276±0.0150
88.24	3.20	83	1.93	88.13±0.39	2.84±0.0742	212.49±7.28	1.75±0.0367
90.8	10.53	106	3.59	90.14±0.28	15.2±0.272	102.46±2.96	4.97±0.124
95.31	0.54	97	0.34	95.28±0.23	0.86±0.0361	179.47±12.0	0.535±0.0355
97	37.33	97	10.11	96.94±0.25	26.7±0.533	76.15±2.24	7.41±0.101
99.23	0.35	97	0.22	99.07±0.23	0.02±0.001	121.06±10.7	0.0123±0.00002

相对较好的符合程度. 因此, 本文进一步选取 ENDF/B-VIII.0 作为代表性评价库进行逐项比较. 表 A1 列出了 GTAF 获得的共振峰能量 E_n 、伽马宽度 Γ_γ 、中子宽度 Γ_n 以及俘获核函数 K , 并与 ENDF/B-VIII.0 评价库中的对应结

果进行了逐条对比, 整体上与 ENDF/B-VIII.0 评价库保持一致. 在大多数强共振处, 两者在误差范围内符合良好, 未观察到明显的系统性偏移. 部分弱共振或结构较复杂的能区存在一定差异, 这可能与统计精度及拟合相关性有关, 但总体趋势与评价结果一致, 表明本次实验获得的共振参数具有良好的可靠性.

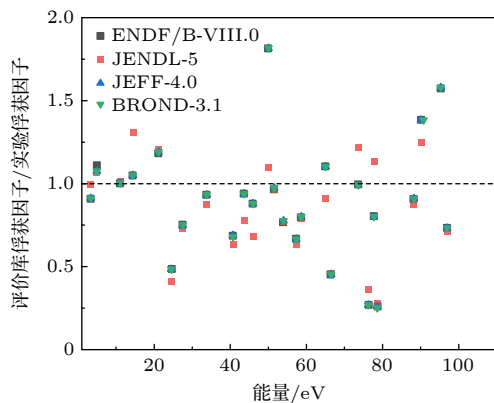


图 A1 1—100 eV 能区内实验结果与不同评价库 kernel 的 C/E 比较

Fig. A1. C/E comparison of kernels between experiment and evaluated libraries in the 1–100 eV region.

参考文献

- [1] Palmiotti G, Salvatore M, Assawaroongruengchot M 2009 *International Conference on Fast Reactors and Related Fuel Cycles Kyoto, Japan, December 7–11, 2009* p1
- [2] Käppeler F, Gallino R, Bisterzo S, Aoki W 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 157
- [3] Dzysiuk N, Kadenko I, Gressier V, Koning A J 2015 *Nucl. Phys. A* **936** 6
- [4] Voss F, Wisshak K, Arlandini C, Käppeler F, Kazakov L, Rauscher T 1999 *Phys. Rev. C* **59** 1154
- [5] Reifarh R, Lederer C, Käppeler F 2014 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **41** 053101
- [6] Farina Arbocco F, Vermaercke P, Smits K, Sneyers L, Strijckmans K 2013 *J. Radioanal. Nucl. Chem.* **296** 931

- [7] Rajput M U, Ahmad M, Ahmad W 2003 *Phys. Rev. C* **68** 044608
- [8] Voignier J, Joly S, Grenier G 1992 *Nuclear Sci. Eng.* **112** 87
- [9] Gibbons J H, Macklin R L, Miller P D, Neiler J H 1961 *Phys. Rev.* **122** 182
- [10] Zhang S Y L T, Li G, Jiang W, et al. 2023 *Phys. Rev. C* **107** 045809
- [11] Heil M, Reifarth R, Fowler M M, et al. 2001 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **459** 229
- [12] Colonna N, n_TOF Collaboration 2004 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **213** 49
- [13] Wilhelm J B, Chamberlin E P, Dragowsky M R, et al. 2002 *J. Nucl. Sci. Technol.* **39** 614
- [14] Jandel M, Bredeweg T A, Bond E M, et al. 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 202506
- [15] Lederer C, Colonna N, Domingo-Pardo C, et al. 2011 *Phys. Rev. C* **83** 034608
- [16] Zhong Q P, Zhou Z Y, Tang H Q, et al. 2008 *Chin. Phys. C* **32** 102
- [17] Larson N M 2008 *Updated Users' Guide for SAMMY Multilevel R-matrix Fits to Neutron Data Using Bayes' Equation* Report No. ORNL/TM-9179/R8 ENDF-364/R2
- [18] An Q, Bai H Y, Bao J, Cao P, Chen Y, Chen Y L, Cheng P J, Fan R R, Feng C Q, Gu J 2017 *J. Instrum.* **12** P07022
- [19] Jing H T, Tang J Y, Tang H Q, Xia H H, Liang T J, Zhou Z Y, Zhong Q P, Ruan X C 2010 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **621** 91
- [20] Chen Y H, Luan G Y, Bao J, Jing H T, Zhang L Y, An Q, Bai H Y, Cao P, Chen Q P, Cheng P J 2019 *Eur. Phys. J. A* **55** 115
- [21] Ding D Z, Ye C T, Zhao Z X 1996 *Neutron Physics—Principles, Methods and Applications* (Beijing: Atomic Energy Press) pp387–389 (in Chinese) [丁大钊, 叶春堂, 赵志祥 1996 中子物理学——原理、方法与应用 (北京: 原子能出版社) 第 387—389 页]
- [22] Lu X T 2000 *Nuclear Physics* (Beijing: Atomic Energy Press) pp263–267 (in Chinese) [卢希庭 2000 原子核物理 (北京: 原子能出版社) 第 263—267 页]
- [23] Ren J, Ruan X C, Tang H Q, Ge Z G, Huang H X, Jing H T, Tang J Y, Huang W L 2014 *Nucl. Tech.* **37** 100521 (in Chinese) [任杰, 阮锡超, 唐洪庆, 葛智刚, 黄翰雄, 敬罕涛, 唐靖宇, 黄蔚玲 2014 核技术 **37** 100521]
- [24] Zhang Q W, He G Z, Luan G Y, Cheng P J, Ruan X C, Zhu X H 2021 *High Power Laser Part. Beams* **33** 046001 (in Chinese) [张奇玮, 贺国珠, 栾广源, 程晶晶, 阮锡超, 朱兴华 2021 强激光与粒子束 **33** 046001]
- [25] Wu H Y, Li Z H, Tan H, et al. 2020 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **975** 164200
- [26] Luo D W, Wu H Y, Li Z H, et al. 2021 *Nucl. Sci. Tech.* **32** 79
- [27] Luo D W, Guo C Y, Zhang S Y, et al. 2025 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **1075** 170333
- [28] Kang M X, Zhang J Z, Wu H Y, Huang H X, Li Y Z, Yang H R, Ruan X C 2025 *Nucl. Sci. Tech.* **36** 86
- [29] Kong Y Q, Qiu Y J, Jiang W, Sun K, Yang G L, Yi H, Fan R R, Yuan C X, Li Q, Ren J, Luo Q Y, Jing H T, Tang J Y, Zhang G X, Chen Y H 2026 *Acta Phys. Sin.* **75** 020115 (in Chinese) [孔誉谦, 邱奕嘉, 蒋伟, 孙康, 杨高乐, 易哈, 樊瑞睿, 袁岑溪, 李强, 任杰, 罗秋月, 敬罕涛, 唐靖宇, 张广鑫, 陈永浩 2026 物理学报 **75** 020115]

Measurement of the $^{159}\text{Tb}(n, \gamma)$ reaction cross section and resonance parameter analysis based on the white neutron source CSNS back-n^{*}

CHEN Xuanbo¹⁾ ZHANG Qiwei^{1)†} LUAN Guangyuan^{1)‡} WU Hongyi¹⁾
 LUO Haotian¹⁾ REN Jie¹⁾ HE Guozhu¹⁾ JIANG Wei²⁾³⁾
 FAN Ruirui²⁾³⁾ RUAN Xichao¹⁾

1) (National Key Laboratory of Nuclear Data, China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

2) (Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

3) (Spallation Neutron Source Science Center, Dongguan 523803, China)

(Received 14 February 2026; revised manuscript received 14 March 2026)

Abstract

Neutron capture on deformed rare-earth nuclei provides stringent tests of nuclear reaction models and serves as a key benchmark for both nuclear data evaluation and s-process nucleosynthesis studies. As a stable

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12275363, 12505161), the Continuous-Support Basic Scientific Research Project, China (Grant No. BJ010261223282), and the Research and Development Project of National Nuclear Corporation, China (Grant No. FD010241222552).

† Corresponding author. E-mail: zhangqw@ciae.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: luangy@ciae.ac.cn

odd-A rare-earth nucleus with a pronounced deformed structure, ^{159}Tb plays an important role in reactor-related calculations, activation analysis, nuclear data evaluation, and s-process nucleosynthesis in the rare-earth mass region. Although previous measurements have been performed at thermal and MeV neutron energies, experimental data in the eV to several hundred eV region remain scarce, and independent constraints on resonance parameters are still limited. To provide independent experimental constraints in this energy region, the $^{159}\text{Tb}(n,\gamma)$ reaction cross section is measured at the Back-n white neutron beam line of the China Spallation Neutron Source (CSNS) using the Gamma Total Absorption Facility (GTAF). The incident neutron energy is determined by the time-of-flight method over a wide white neutron spectrum. Capture events are identified by applying summed-energy window selection, crystal multiplicity gating, and pulse-shape discrimination to suppress background contributions. Dead-time correction is performed to account for the high instantaneous counting rate of the detection system. Background components are evaluated and subtracted using dedicated measurements with ^{12}C and empty samples, leading to the net capture yield spectrum. Based on these procedures, the experimental cross section is obtained over the 1–1000 eV energy range.

An R-matrix analysis is performed using the SAMMY code to extract resonance parameters in the resolved resonance region (1–100 eV). The extracted resonance energies and widths accurately reproduce the main resonance structures and are consistent with the ENDF/B-VIII.0 evaluation within uncertainties, with no indication of systematic bias. The comparison with ENDF/B-VIII.0, JEFF-4.0, JENDL-5 and BROND-3.1 shows overall consistency in the major resonance structures and energy dependence, although some local discrepancies remain in weak or complex regions. Several weak structures are observed in the experimental spectrum; although they may suggest resonance-like features, contributions from sample impurities and neutron-beam-related effects and local analysis sensitivity cannot be excluded, and a definitive interpretation requires further study. The present work provides both experimental cross sections in the 1–1000 eV region and independently extracted resonance parameters in the 1–100 eV region, thereby strengthening the experimental basis for resonance-region nuclear data of ^{159}Tb . The present measurement provides independent experimental constraints on neutron capture in a deformed rare-earth nucleus and establishes ^{159}Tb as a rare-earth benchmark for resonance-region nuclear data, contributing to improved reliability of evaluated libraries for nuclear astrophysics and reactor-related applications.

Keywords: neutron capture cross section, white neutron source, total absorption gamma-ray detector, resonance parameters

DOI: [10.7498/aps.75.20260252](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260252)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260252](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260252)



基于白光中子源的 $^{159}\text{Tb}(n, \gamma)$ 反应截面测量及共振参数分析

陈玄博 张奇玮 栾广源 吴鸿毅 罗昊天 任杰 贺国珠 蒋伟 樊瑞睿 阮锡超

Measurement of the $^{159}\text{Tb}(n, \gamma)$ reaction cross section and resonance parameter analysis based on the white neutron source CSNS back-n

CHEN Xuanbo ZHANG Qiwei LUAN Guangyuan WU Hongyi LUO Haotian REN Jie HE Guozhu
JIANG Wei FAN Ruirui RUAN Xichao

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 75, 120101 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260252

CSTR: 32037.14.aps.75.20260252

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260252>

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