

基于CSNS反角白光中子源的中子俘获反应截面测量技术研究

张奇玮 栾广源 任杰 阮锡超 贺国珠 鲍杰 孙琪 黄翰雄 王朝辉 顾旻皓 余滔 解立坤 陈永浩 安琪 白怀勇 鲍煜 曹平 陈昊磊 陈琪萍 陈裕凯 陈朕 崔增琪 樊瑞睿 封常青 高可庆 韩长材 韩子杰 何泳成 洪杨 黄蔚玲 黄锡汝 季筱璐 吉旭阳 蒋伟 江浩雨 姜智杰 敬罕涛 康玲 康明涛 李波 李超 李嘉雯 李论 李强 李晓 李祥 刘荣 刘树彬 刘星言 穆奇丽 宁常军 齐斌斌 任智洲 宋英鹏 宋朝晖 孙虹 孙康 孙晓阳 孙志嘉 谭志新 唐洪庆 唐靖宇 唐新懿 田斌斌 王丽娇 王鹏程 王琦 王涛峰 文杰 温中伟 吴青彪 吴晓光 吴煊 羊奕伟 易晗 于莉 于永积 张国辉 张林浩 张显鹏 张玉亮 张志永 赵豫斌 周路平 周祖英 朱丹阳 朱科军 朱鹏 朱兴华

Cross section measurement of neutron capture reaction based on back-streaming white neutron source at China spallation neutron source

Zhang Qi-Wei Luan Guang-Yuan Ren Jie Ruan Xi-Chao He Guo-Zhu Bao Jie Sun Qi Huang Han-Xiong Wang Zhao-Hui Gu Min-Hao Yu Tao Xie Li-Kun Chen Yong-Hao An Qi Bai Huai-Yong Bao Yu Cao Ping Chen Hao-Lei Chen Qi-Ping Chen Yu-Kai Chen Zhen Cui Zeng-Qi Fan Rui-Rui Feng Chang-Qing Gao Ke-Qing Han Chang-Cai Han Zi-Jie He Yong-Cheng Hong Yang Huang Wei-Ling Huang Xi-Ru Ji Xiao-Lu Ji Xu-Yang Jiang Wei Jiang Hao-Yu Jiang Zhi-Jie Jing Han-Tao Kang Ling Kang Ming-Tao Li Bo Li Chao Li Jia-Wen Li Lun Li Qiang Li Xiao Li Yang Liu Rong Liu Shu-Bin Liu Xing-Yan Mu Qi-Li Ning Chang-Jun Qi Bin-Bin Ren Zhi-Zhou Song Ying-Peng Song Zhao-Hui Sun Hong Sun Kang Sun Xiao-Yang Sun Zhi-Jia Tan Zhi-Xin Tang Hong-Qing Tang Jing-Yu Tang Xin-Yi Tian Bin-Bin Wang Li-Jiao Wang Peng-Cheng Wang Qi Wang Tao-Feng Wen Jie Wen Zhong-Wei Wu Qing-Biao Wu Xiao-Guang Wu Xuan Yang Yi-Wei Yi Han Yu Li Yu Yong-Ji Zhang Guo-Hui Zhang Lin-Hao Zhang Xian-Peng Zhang Yu-Liang Zhang Zhi-Yong Zhao Yu-Bin Zhou Lu-Ping Zhou Zu-Ying Zhu Dan-Yang Zhu Ke-Jun Zhu Peng Zhu Xing-Hua

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 222801 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210742

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210742>

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

基于 CSNS 反角白光中子源的中子俘获 反应截面测量技术研究*

张奇玮¹⁾ 栾广源^{1)2)3)†} 任杰¹⁾ 阮锡超¹⁾ 贺国珠¹⁾ 鲍杰¹⁾ 孙琪¹⁾
黄翰雄¹⁾ 王朝辉¹⁾ 顾旻皓²⁾⁴⁾ 余滔⁴⁾⁵⁾ 解立坤⁴⁾⁵⁾ 陈永浩²⁾³⁾
安琪⁴⁾⁵⁾ 白怀勇⁶⁾ 鲍煜²⁾³⁾ 曹平⁴⁾⁵⁾ 陈昊磊⁴⁾⁵⁾ 陈琪萍⁷⁾
陈裕凯²⁾³⁾ 陈朕⁴⁾⁵⁾ 崔增琪⁶⁾ 樊瑞睿²⁾³⁾⁴⁾ 封常青⁴⁾⁵⁾ 高可庆²⁾³⁾
韩长材⁸⁾ 韩子杰⁷⁾ 何泳成²⁾³⁾ 洪杨²⁾³⁾⁹⁾ 黄蔚玲²⁾³⁾ 黄锡汝⁴⁾⁵⁾
季筱璐²⁾⁴⁾ 吉旭阳⁴⁾¹⁰⁾ 蒋伟²⁾³⁾ 江浩雨⁶⁾ 姜智杰⁴⁾⁵⁾ 敬罕涛²⁾³⁾
康玲²⁾³⁾ 康明涛²⁾³⁾ 李波²⁾³⁾ 李超⁴⁾⁵⁾ 李嘉雯⁴⁾⁵⁾ 李论²⁾³⁾ 李强²⁾³⁾
李晓²⁾³⁾ 李样²⁾³⁾ 刘荣⁷⁾ 刘树彬⁴⁾⁵⁾ 刘星言⁷⁾ 穆奇丽²⁾³⁾
宁常军²⁾³⁾ 齐斌斌⁴⁾⁵⁾ 任智洲⁷⁾ 宋英鹏²⁾³⁾ 宋朝晖⁸⁾ 孙虹²⁾³⁾
孙康²⁾³⁾⁹⁾ 孙晓阳²⁾³⁾⁹⁾ 孙志嘉²⁾³⁾⁴⁾ 谭志新²⁾³⁾ 唐洪庆¹⁾ 唐靖宇²⁾³⁾
唐新懿⁴⁾⁵⁾ 田斌斌²⁾³⁾ 王丽娇²⁾³⁾⁹⁾ 王鹏程²⁾³⁾ 王琦¹⁾ 王涛峰¹¹⁾
文杰⁷⁾ 温中伟⁷⁾ 吴青彪²⁾³⁾ 吴晓光¹⁾ 吴焯²⁾³⁾ 羊奕伟⁷⁾ 易晗²⁾³⁾
于莉²⁾³⁾ 于永积²⁾³⁾ 张国辉⁶⁾ 张林浩²⁾³⁾⁹⁾ 张显鹏⁸⁾ 张玉亮²⁾³⁾
张志永⁴⁾⁵⁾ 赵豫斌²⁾³⁾ 周路平²⁾³⁾⁹⁾ 周祖英¹⁾ 朱丹阳⁴⁾⁵⁾ 朱科军²⁾⁴⁾⁹⁾
朱鹏²⁾³⁾ 朱兴华¹²⁾

1) (中国原子能科学研究院核数据重点实验室, 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)

4) (核探测与核电子学国家重点实验室, 北京 100049, 合肥 230026)

5) (中国科学技术大学近代物理系, 合肥 230026)

6) (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)

7) (中国工程物理研究院核物理与化学研究所, 绵阳 621900)

8) (西北核技术研究院, 西安 710024)

9) (中国科学院大学, 北京 100049)

10) (中国科学技术大学工程与应用物理系, 合肥 230026)

11) (北京航空航天大学物理学院, 北京 100083)

12) (华能山东石岛湾核电有限公司, 荣成 264312)

(2021年4月19日收到; 2021年7月5日收到修改稿)

* 国家自然科学基金(批准号: 11605294, 11675268, 11790321, 11975317)和国家重点研发计划((批准号: 2016YFA0401601)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lgyciae@hotmail.com

中子俘获反应截面数据在核天体物理研究、先进核能开发中具有非常重要的应用, 由于缺乏合适的白光中子源和探测装置, 国内在 keV 能区 (1 eV—100 keV) 中子俘获反应截面的实验数据几乎是空白. 中国原子能科学研究院核数据重点实验室建造了国内第一台 γ 全吸收型探测装置, 由 40 块 BaF_2 探测器单元组成厚度为 15 cm, 内半径为 10 cm 的 BaF_2 晶体球壳, 共覆盖了 95.2% 的立体角. 利用升级后的装置在中国散裂中子源的反角白光中子源上建立了中子俘获反应截面在线测量技术. 在不规则的 $\phi 30$ mm 中子束斑的实验条件下, 完成首次 ^{197}Au 中子俘获反应截面的在线测量, 利用加和能谱和多重数分布扣除本底, 反演飞行时间谱得到 keV 能区 ^{197}Au 中子俘获反应截面的实验数据. 通过与 ENDF 评价数据库相关数据的比较, 共振峰位置能够很好地吻合, 从而验证了测量装置和测量技术的可靠性, 为下一步高精度截面数据的获取奠定基础.

关键词: γ 全吸收型探测装置, 中子俘获反应截面, 中国散裂中子源, 白光中子源

PACS: 28.20.Np, 29.25.Dz, 28.20.Pr, 01.52.+r

DOI: 10.7498/aps.70.20210742

1 引言

核天体物理学的研究认为重于铁的核素 ($A > 56$) 主要是通过连续的中子俘获反应来合成的, 运用中子俘获反应的截面数据可以解释宇宙中各星体核素丰度分布的规律, 但是部分核素丰度的测量值和理论值存在明显分歧. 引起分歧的一个主要原因是这些核素具有放射性, 实验测量的截面数据不确定度很大^[1]. 同时中子俘获反应截面也是先进核能研究的基础数据, ^{233}U , ^{238}U , ^{232}Th , ^{237}Np , ^{240}Pu , ^{242}Pu , ^{241}Am , ^{243}Am , ^{245}Cm , ^{79}Se , ^{99}Tc , ^{107}Pd , ^{129}I , ^{136}Cs 和 ^{151}Sm 等核素的中子俘获反应截面数据对快中子反应堆、钍-铀混合燃料反应堆、加速器驱动次临界系统等大科学装置具有非常重要的意义^[2]. 目前对截面数据的需求集中在了可裂变、放射性、短寿命的不稳定核素及样品量低、截面值小的核素, 与稳定核素相比, 它们的测量难度大, 效应本底比低.

测量中子俘获反应截面的方法分为两种——瞬发 γ 测量法和缓发 γ 测量法. 国际上最早采用的是缓发 γ 测量法 (活化法), 通过测量基态核衰变的特征 γ 射线, 引用半衰期和 γ 分支比的数据, 得到中子俘获反应的截面数据. 活化法不能区分入射中子的能量, 也很难鉴别产物核相同而反应道不同的情况. 为了克服上述缺点, 国外在 1960 年代发展出了针对连续中子能区基于飞行时间技术 (TOF) 的瞬发 γ 测量法, 先后采用大体积液闪^[3], Moxon-Rae^[4], NaI(Tl)^[5], BGO^[6], C_6D_6 等不同类型的探测器. 目前, 日本 KURRI-LINAC^[7], 欧洲 JRC 的

GELINA^[8], CERN 的 n_TOF^[9] 和美国 ORNL 的 ORELA^[10] 等白光中子实验装置上都建立了 C_6D_6 探测系统, 中国散裂中子源 (CSNS) 的反角白光中子源 (Back-n) 也建造了一套 C_6D_6 探测系统^[11], 用于测量稳定核素的中子俘获反应截面. 1980 年代初, BaF_2 晶体被发现具有能量分辨率高、时间分辨率好及中子灵敏度低的特点, 几个重要实验室相继建成了 γ 全吸收型 BaF_2 探测装置, 例如: 德国 FZK Karlsruhe 的 $4\pi\text{BaF}_2$ ^[12]、欧洲 (瑞士) CERN 的 TAC^[13] 和美国 LANL 的 DANCE^[14], 测量可裂变核素、放射性核素的中子俘获反应截面, 取得了一系列的高水平成果.

在 Back-n 建成之前, 由于缺乏合适的白光中子源和高质量的探测装置, 国内在 keV 能区 (1 eV—100 keV) 中子俘获反应截面的实验数据几乎是空白. 这部分数据需求主要通过两个渠道实现: 一是理论计算. 依据相关的核结构、核反应理论模型, 计算得到中子俘获反应的截面数据. 由于中子俘获反应与核结构、核能级密度的具体情况相关, 因此理论计算的截面数据存在较大的不确定性; 二是采用国际原子能机构的 EXFOR 数据库, 由于美、英等国对核能研究与核测试的关键数据实行壁垒保护, 特别是一些可裂变核素如: ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Am . 这些核素公开的截面数据既不完整, 又存在很大分歧, 缺少误差统计等重要信息.

为了填补这一空白, 中国原子能科学研究院核数据重点实验室建成了我国第一套 γ 全吸收型 BaF_2 探测装置 (gamma total absorption facility, GTAF)^[15], 并基于 HI-13 串列加速器, 开展了一些中子俘获反应截面在线测量实验, 验证了测量方法

的可行性^[16]. 由于该中子源的注量率偏低, 实验结果的不确定度达到了 25% 以上, 难以获得高精度的截面数据^[17]. CSNS 反角白光中子源可以提供国际上最高中子流强的宽能区脉冲中子束, 给我国的核数据测量工作带来了极大的机遇^[18]. 本文主要研究了在 Back-n 上, 利用全新升级版的 GTAF-II 谱仪建立中子俘获反应截面在线测量技术, 并通过分析首次实验的 ¹⁹⁷Au 中子俘获反应截面的测量结果, 验证测量装置和测量方法的可靠性.

2 测量原理

中子俘获反应即 (n, γ) 反应是指靶核吸收中子而产生 γ 射线的反应, 中子被靶核吸收后形成高激发态的复合核, 随即发射瞬发级联 γ 射线退激. 级联 γ 射线的加和能等于激发能 (见图 1), 表达式为

$$\sum E_{\gamma} = E_{\gamma, \text{tot}} = E^* = S_n + E_k, \quad (1)$$

式中, E_{γ} 是某一条瞬发 γ 射线的能量, $E_{\gamma, \text{tot}}$ 是级联 γ 射线的加和能, E^* 是复合核的激发能, E_k 为入射中子在质心系中的动能, S_n 为 (n, γ) 反应中生成复合核的中子结合能.

假设探测器对 γ 射线的绝对测量效率 $\varepsilon(E_{\gamma})$ 与能量 E_{γ} 具有线性关系, 线性系数为 k , 而探测器对中子俘获反应事件的测量效率 ε_{cap} 等于它对所有级联 γ 射线测量效率的加和, 因此可以推理得到:

$$\varepsilon_{\text{cap}} = \sum \varepsilon(E_{\gamma}) = \sum kE_{\gamma} = kE_{\gamma, \text{tot}}. \quad (2)$$

模拟计算与实验测量的结果都表明, GTAF-II 谱仪对 6 MeV 以下的 γ 射线探测效率达到 95% 以上, 即 k 近似等于 1, 这意味着对中子俘获反应事件的测量效率接近 100%, 可以实现中子俘获反应截面的高精度测量.

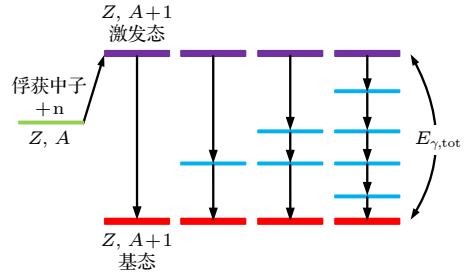


图 1 中子俘获反应测量原理

Fig. 1. Measurement principle of neutron capture reaction.

3 中子俘获反应截面在线测量

3.1 CSNS 反角白光中子源

中子散裂中子源的质子束流能量是 1.6 GeV, 频率是 25 Hz, 设计打靶束流功率是 100 kW, 本次测量实验时的束流功率是 50 kW. Back-n^[19-22] 实验厅的布局如图 2 所示, 质子进入散裂靶发生散裂反应, 沿着质子入射方向的反角引出连续能量的中子束, 经过偏转磁铁去掉中子束流中的带电粒子, 再经过中子束窗内的镅片 (厚度为 1 mm), 截断热

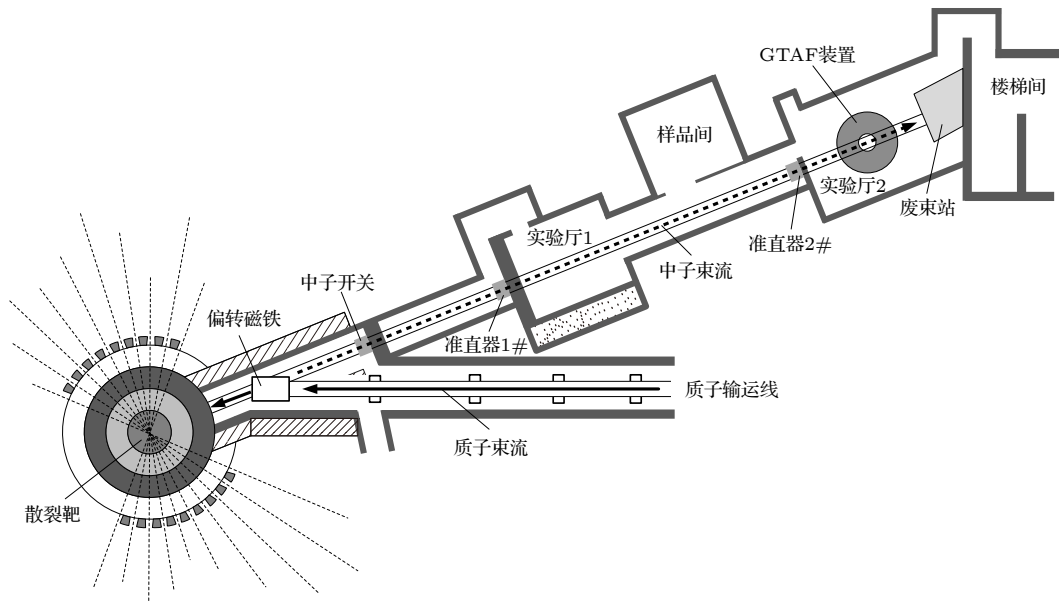


图 2 CSNS 反角白光中子源布局

Fig. 2. Arrangement of Back-n at CSNS.

表 1 不同准直器孔径下实验厅 2 中子束斑尺寸的模拟结果

Table 1. Simulation result of neutron beam spot size at End-station 2 with different collimator aperture.

中子束斑尺寸	中子开关孔径	准直器1#孔径	准直器2#孔径
$\phi 30$ mm	$\phi 12$ mm	$\phi 15$ mm	$\phi 40$ mm
$\phi 60$ mm	$\phi 50$ mm	$\phi 50$ mm	$\phi 58$ mm
90 mm \times 90 mm	78 mm \times 62 mm	76 mm \times 76 mm	90 mm \times 90 mm

中子及能量更低的中子, 避免这些中子在飞行时间上与下一个周期的中子束流发生重叠. 之后中子束流穿过中子开关和准直器 1#进入实验厅 1, 再穿过准直器 2#进入实验厅 2, 最后进入废束站, 其能量范围是 0.3 eV 至几百 MeV. GTAF-II 谱仪就放置在实验厅 2, 待测样品处的中子飞行距离为 75.9 m.

Back-n 通过不同孔径的中子开关和两个准直器的组合, 可以在实验厅 2 提供 $\phi = 30, 60$ mm 两种圆形束斑和 90 mm \times 90 mm 的方形束斑 [23] (见表 1).

GTAf-II 谱仪预留的中子束流出入口最窄位置小于 $\phi 55$ mm, 如果选择 $\phi 60$ mm 的中子束流会直接打在 BaF₂ 探测器上, 产生散射中子的本底, 因此首次测量实验选择了 $\phi 30$ mm 的中子束流, 同时为了提高中子注量率, 增加中子俘获事件发生的概率, 使用较大孔径的中子开关, 即选择中子开关 $\phi 50$ mm、准直器 1# $\phi 15$ mm、准直器 2# $\phi 40$ mm 的组合. 此种实验条件下, 使用裂变室测量得到实验厅 2 的中子束流能谱如图 3 所示, 中子注量率为 2.41×10^6 s⁻¹·cm⁻², 不确定度 < 3% [24].

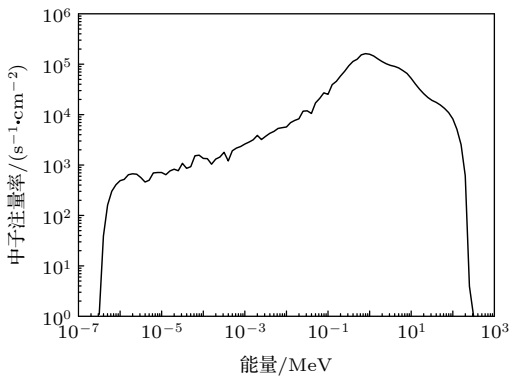


图 3 实验测得的实验厅 2 的中子束流能谱

Fig. 3. Experimental result of neutron energy spectrum at End-station 2.

首次测量实验结束后, 使用文献 [25, 26] 的方法, 在实验厅 2(距散裂靶 74.3 m 处) 通过中子照

相机测量了 1 eV—100 keV 能量范围内的中子束斑剖面. 如图 4 所示, 实验测得的峰值强度半高值 (FWHM) 水平方向的长度为 41.6 mm, 垂直方向的长度为 27.8 mm, 峰值强度 75% 处在水平方向的长度为 32.2 mm, 垂直方向的长度为 17.8 mm, 束晕的尺寸为 $\phi 49.8$ mm. 可见在 $\phi 25$ mm(样品尺寸) 的范围内, 中子束斑并不平整均匀, 存在较为明显的分布, 可能影响截面数据的不确定度.

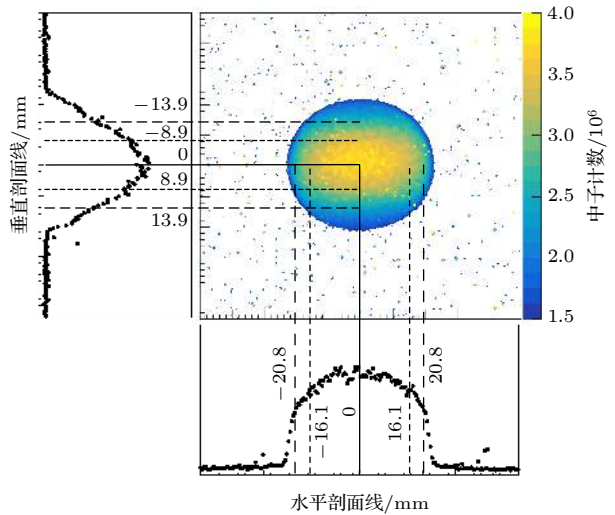


图 4 中子束斑剖面及其在水平和垂直方向的分布

Fig. 4. Neutron beam profile and distribution in horizontal and vertical directions.

3.2 GTAf-II 谱仪

升级后的 GTAf-II 谱仪 (图 5(b)) 是由 40 个探测器单元组成一个厚度为 15 cm, 内半径为 10 cm 的 BaF₂ 晶体球壳, 每个探测器单元对于球壳中心点具有几乎相同的立体角, 共覆盖了 95.2% 的立体角. BaF₂ 晶体分为 12 块五棱锥台和 28 块六棱锥台两种形状, 每块晶体直径为 14 cm, 高为 15 cm, 都包裹了 2 μ m 厚度的 Teflon 和 1 μ m 厚度的铝箔作为反射层, 并使用黑胶带固定. 晶体底面使用光学硅油与光电倍增管耦合连接, 整体封装在铝壳内, 组成独立的 BaF₂ 探测器单元 (图 5(a)) [27]. 单个探测器单元的能量分辨率为 $20\% \pm 2\%$ (0.662 MeV),

时间分辨率为 (677 ± 32) ps, 非常适合于飞行时间技术.

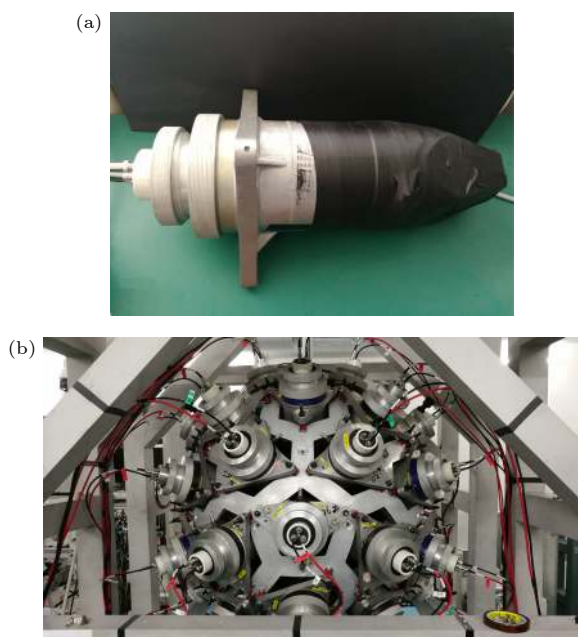


图 5 (a) BaF₂ 探测器单元; (b) GTAF-II 谱仪
Fig. 5. (a) BaF₂ detector unit; (b) GTAF-II spectrometer.

测量实验时, 脉冲化的中子束流进入探测器球壳, 与球壳中心的待测样品发生中子俘获反应, 生成处于激发态的复合核. 由于探测器球壳几乎覆盖了 4π 立体角, 因此复合核退激的级联 γ 射线会被周围的 BaF₂ 探测器单元探测到, 从而记录为一个中子俘获事件, 再通过中子飞行时间确定发生俘获反应中子的能量.

BaF₂ 探测器单元主要探测到的三种类型的粒子^[28]: 1) γ 射线, 是在线实验测量的有效信号; 2) α 粒子, 由于 Ba 和 Ra 等同族元素在自然界共生存在, 加工 BaF₂ 晶体的原料中无法完全去除 Ra 元素, 因此 BaF₂ 晶体存在天然放射性本底, 主要是 Ra 的衰变链产生的 α 粒子, 需要剔除; 3) 电子学噪声, 主要来自光电倍增管的暗电流和其它电子学电路, 需要剔除. 如图 6 所示, 这三种类型粒子的波形信号存在明显差别. γ 射线既有快成分又有慢成分, 快成分信号幅度达到峰值后迅速下降, 与慢成分重叠在一起; α 粒子几乎没有快成分, 慢成分信号幅度达到峰值后缓慢下降; 电子学噪声正好相反, 几乎没有慢成分, 快成分信号幅度达到峰值后, 急剧下降回落到基线位置. 因此可以利用不同类型粒子信号波形的差别, 采用波形分析的方法进行数据处理, 尽可能扣除电子学噪声和 α 粒子本底.

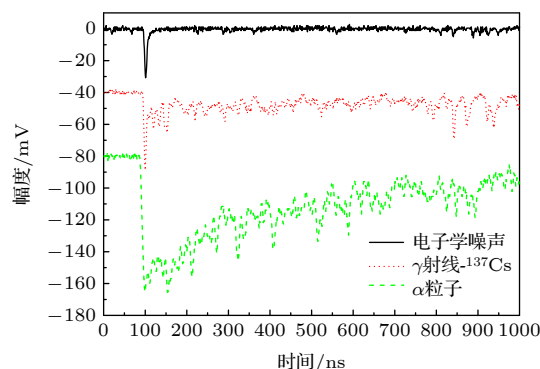


图 6 BaF₂ 探测器单元探测到的信号波形
Fig. 6. Signal waveform detected by BaF₂ detector.

3.3 电子学与数据获取系统

测量实验使用了 Back-n 提供的公用电子学和数据获取系统, 其数据获取系统通过千兆以太网连接公用电子学, 实现配置文件下发、运行控制、数据读出、存储、在线分析、波形抽样、日志记录等功能^[29,30]. 如图 7 所示, GTAF-II 谱仪的电子学电路由两个 PXIe 机箱组成, 机箱间通过触发时钟模块 (TCM) 实现时钟同步、数据交换和控制. 40 路探测器信号分别进入信号调理模块 (SCM), 调理成统一的差分电平后, 再接入波形数字化模块 (FDM), 实现波形数字化, 子触发产生等功能. 所有子触发汇总到触发时钟模块 (TCM) 进行触发判选, 通过读出电子学将满足触发条件的数字化波形信号传输到数据获取系统.

为了提高效应本底比, 首次测量实验使用了双重触发判选条件: 过阈触发和多重数触发^[31]. 图 8 展示了过阈触发的原理, 选择过阈点之前 $1 \mu\text{s}$ 的位置采集基线, 采集的基线步长为 8 ns, 幅度阈值为 20 mV, 脉宽阈值为 8 ns, 这意味着如果一个信号的幅度过阈, 在之后 8 ns 的时间内幅度都没有降低到阈值之下, 则此信号满足过阈触发条件, 会产生一个过阈子触发. 经过实验验证, 设置上述的阈值参数, 可以保留能量大于 100 keV 的 γ 射线, 并扣除 80% 以上的电子学噪声. 理论上, 同一中子俘获反应产生的级联 γ 射线, 应该同时被多个 BaF₂ 探测器单元探测到, 因此多重数触发设置为大于 1, 其原理是: 在符合窗时间内, 有两个或以上的 BaF₂ 探测器单元都探测到过阈触发的信号, 就满足多重数触发的判选条件, 从而降低级联 γ 射线与电子学噪声、偶然符合的概率. 如果符合窗时间限定的太窄, 不同探测器单元时间性能的差异会造

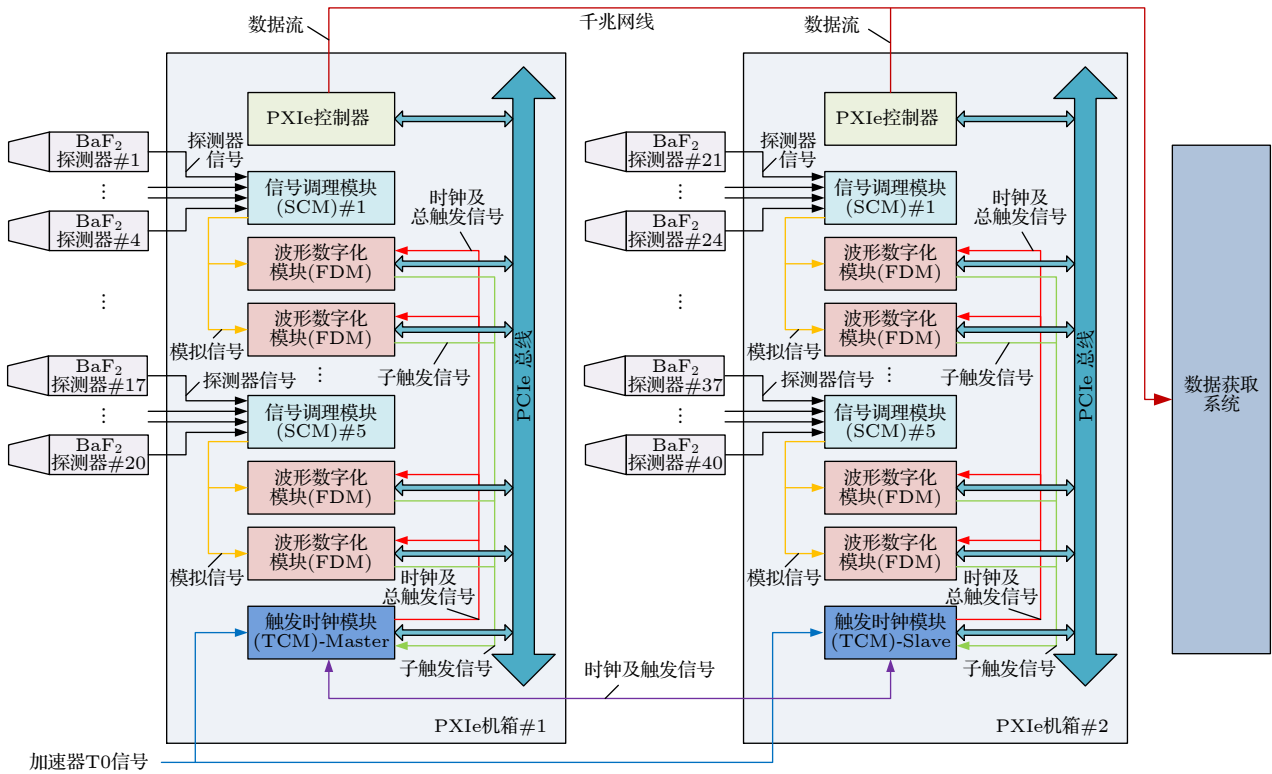


图 7 GTAF-II 谱仪电子学电路图

Fig. 7. Electronic diagram of GTAF-II spectrometer.

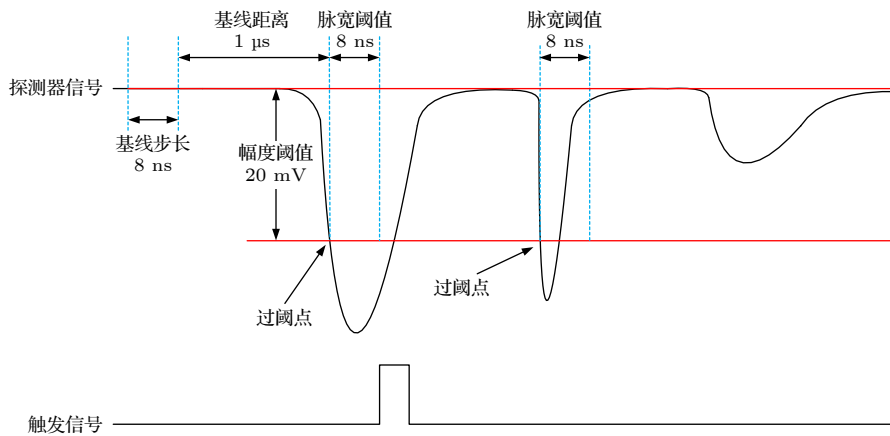


图 8 过阈触发原理示意图

Fig. 8. Schematic diagram of over threshold trigger.

成级联 γ 射线的丢失, 从而影响真实中子俘获事件的采集; 符合窗时间限定的太宽, 又会增加本底信号与级联 γ 射线偶然符合的概率. 根据波形分析的结果, 设定符合窗时间为 64 ns, 具体的触发电路逻辑是: 在符合窗 (64 ns) 时间内, 如果有两个或以上的探测器信号产生了过阈子触发, 则满足多重数触发条件, 此时产生子触发的所有探测器信号会被数据获取系统记录下来.

3.4 ^{197}Au 中子俘获反应截面测量

中子俘获反应截面的计算公式为

$$\sigma_{n,\gamma(E_n)} = \frac{C_{(E_n)} - B_{(E_n)}}{\varepsilon \cdot N \cdot \Phi_{n(E_n)}}, \quad (3)$$

式中, $\sigma_{n,\gamma(E_n)}$ 表示俘获反应截面, $C_{(E_n)}$ 和 $B_{(E_n)}$ 分别表示待测样品的总计数率和本底计数率, ε 表示探测效率, N 表示样品核子数, $\Phi_{n(E_n)}$ 表示样品上

的中子注量率.

发生俘获反应的入射中子能量 E_n 由 (4) 式得到:

$$E_n = (72.2977L/T_n)^2 \quad (4)$$

式中: E_n 的单位是 MeV; L 表示样品处中子飞行距离 75.9 m; T_n 的单位是 ns, 表示发生俘获反应中子的飞行时间. T_n 存在如下关系:

$$T_n = (T_{\gamma n} - T_{\gamma f}) + L_0/c, \quad (5)$$

式中: $T_{\gamma n}$ 是俘获反应发出的级联 γ 射线到达探测器的时间, 脉冲化的质子束与散裂靶发生反应后, 最快到达 BaF₂ 探测器单元的 γ 射线是由散裂反应产生, 称之为 γ -flash; $T_{\gamma f}$ 是 γ -flash 到达探测器的时间; L_0 是 γ -flash 从散裂靶到 BaF₂ 探测器单元的距离, 近似等于样品处的中子飞行距离 75.9 m; c 代表光速.

首次测量实验选择了 ¹⁹⁷Au 作为待测样品, 因为 ¹⁹⁷Au 的丰度为 100%, 它的评价库数据是国际公认的标准截面, 能够用来验证实验结果. 在束流功率为 50 kW 的条件下, 假定 ¹⁹⁷Au 样品的厚度为 0.2 mm, 在截面值较小的 90—100 keV 能量范围内, 累计 10 h 中子束流测量时间, 估算得到中子俘获反应事件的统计不确定度 < 1%, 说明在 keV 能区 (1 eV—100 keV) 内, ¹⁹⁷Au 样品的中子俘获反应事件的统计不确定度都 < 1%. 根据 Geant4 (版本 9.6 Patch-04) 的模拟结果, 样品厚度为 0.2 mm 时, 样品的自屏蔽自吸收、中子对样品的活化等效效应引入的不确定度 < 1%, 而随着 ¹⁹⁷Au 样品厚度的增加, 这些效应会显著增加, 影响截面数据的精度. 因此, 在首次测量实验时, 选择 ¹⁹⁷Au 样品的厚度为 0.2 mm (具体参数见表 2). 后续当 CSNS 打靶束流功率提升到 100 kW 时, 根据模拟和估算的结果, 将使用 0.1—0.12 mm 厚度的 ¹⁹⁷Au 样品开展在线测量实验.

表 2 实验样品参数

Table 2. The characteristics of experimental samples.

样品	密度/(g·cm ⁻³)	直径/mm	厚度/mm	纯度/%
¹⁹⁷ Au	19.32	25	0.2	99.99
^{nat} C	2.25	25	1	99.99

同时还测量了空样品和 ^{nat}C 样品的数据, 通过分析空样品的数据可以得到样品无关性本底, 由于 ^{nat}C 样品几乎不发生中子俘获反应, 分析处理它

的数据可以得到样品散射中子产生的本底, ^{nat}C 样品采用石墨材料, 过薄的样品易碎不利于安放, 再考虑到增加统计不确定度的影响, 选定 ^{nat}C 样品的厚度为 1 mm. 对于获取系统采集到的所有原始数据, 可以使用基线补偿、软件阈值设置、数字化恒比定时、时间窗限定、快慢成分比、脉冲幅度积分增长率等一系列前期研究的波形分析方法进行数据处理, 准确提取信号到达探测器的时间信息, 并尽可能的扣除本底.

图 9(a) 展示了波形分析处理后, 通过 (5) 式得到的 ¹⁹⁷Au 样品与本底的飞行时间谱, 其中本底是结合空样品和 ^{nat}C 样品的测量数据得到的, 因为中子束窗内的镉片能够完全截止 0.3 eV 以下能量的中子, 所以飞行时间谱中 Cd 下能区 (<0.3 eV) 的计数都是由本底引起的, 可以作为扣除本底的归一化标准; 图 9(b) 是波形分析处理后得到的加和能谱的比较, 即在符合窗时间内, 所有被触发的 BaF₂ 探测器单元采集到的信号进行能量相加所得. ¹⁹⁷Au 加和能的效应谱是由 ¹⁹⁷Au 样品的加和能谱减去空样品和 ^{nat}C 样品结合的本底谱得到的, 在 6—7 MeV 之间出现峰值, 符合 ¹⁹⁷Au 的中子结

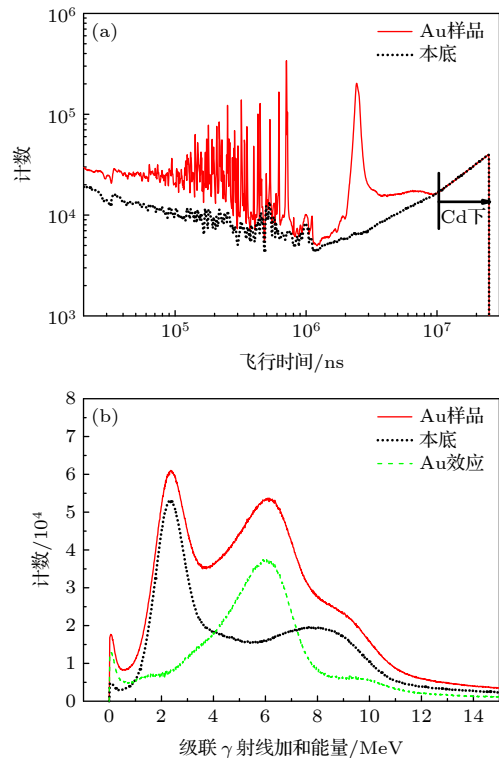


图 9 (a) 飞行时间谱的比较; (b) 加和能谱的比较

Fig. 9. (a) Comparison of time-of-flight spectrum; (b) comparison of sum energy spectrum.

合能 (6.51 MeV). Geant4 模拟的结果表明, 在设置 BaF₂ 探测器单元的能量分辨率为 20% 的条件下, 中子俘获反应加和能谱的能量范围为 2.5—7.8 MeV, 加和能量大于 7.8 MeV 的计数可能是由本底信号与真实中子俘获事件偶然符合引起的, 但小于 2.5 MeV 的计数应该与真实中子俘获事件无关.

晶体多重数是指一次中子俘获事件中, 探测到有效信号的 BaF₂ 探测器单元的个数. 按照多重数触发的原理, 原始数据的晶体多重数理论值都大于 1, 实际上由于误触发的情况, 晶体多重数等于 1 也存在计数. 如图 10 所示, 经过波形分析处理后, 通过去除偶然符合中的本底信号, 减少了相应俘获事件的晶体多重数, 使得晶体多重数等于 1 的计数也有所增加. 在后续的数据处理中, 晶体多重数等于 1 的计数被认为是本底.

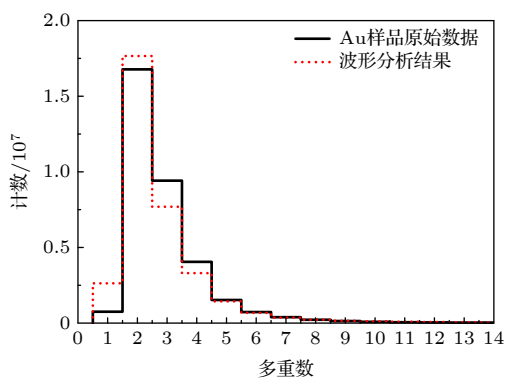


图 10 晶体多重数的比较
Fig. 10. Comparison of crystal multiplicity.

根据上述讨论, 本文设置加和能大于 2.5 MeV、晶体多重数大于 1 的阈值, 重新反演 ¹⁹⁷Au 样品和本底的飞行时间谱, 以 Cd 下能区的计数作为扣除本底的归一化标准, 得到 ¹⁹⁷Au 样品飞行时间效应谱, 通过 (4) 式把飞行时间转换为入射中子能量, 再结合中子束流能谱 (图 3) 和 Li-Si 探测器监测到的中子注量, 利用 (3) 式得到 ¹⁹⁷Au 中子俘获反应截面的实验结果. 图 11 展示了实验结果与 ENDF/B-VIII.0 评价数据的比较.

4 实验结果分析与讨论

当入射中子的动能加上结合能恰好等于复合核某个能级的能量时, 会产生剧烈的中子俘获反应, 在实验中测量到窄而高的共振峰, 此能区称为可分辨共振区; 随着中子能量的提高, 共振峰逐渐

变宽且共振间距也逐渐变小, 实验上不再能明确区分每个共振峰, 这一能区称为不可分辨共振区; 当入射中子能量继续提高时, 由于能级密度大, 宽度大, 因此能级彼此重叠, 形成连续状态, 共振现象消失, 中子俘获反应截面变成平滑的曲线, 称之为连续区.

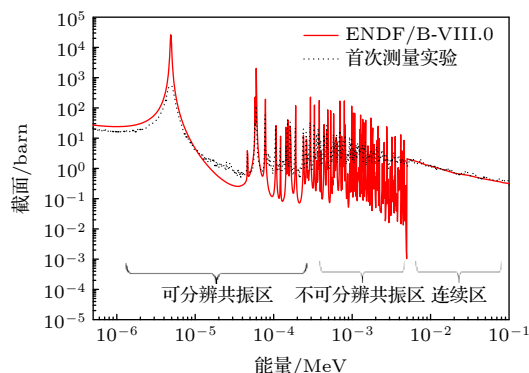


图 11 ¹⁹⁷Au 中子俘获反应截面的实验结果
Fig. 11. Experimental results of neutron capture cross section of ¹⁹⁷Au.

如图 11 所示, 在线测量的实验结果在可分辨共振能区 (1—300 eV) 与评价数据的共振峰位置吻合得较好, 但截面数值存在一定差距; 在不可分辨共振能区 (300 eV—5 keV), 目前国内外都没有很好的测量方法, 本研究的实验结果能够代表截面的平均值; 在连续区 (5—100 keV), 实验结果与评价数据的差值在 10% 以内且趋势保持一致, 可能的影响因素如下:

1) 测量实验为了增加中子注量率, 提高效率本底比, 选择了不规则的 $\phi 30$ mm 束斑. 之后的中子照相实验表明, 中子束斑剖面不存在明显的坪区, 强度分布不均匀, 给测量结果带入一定的不确定度. 下一步的实验将使用标准的 $\phi 30$ mm 中子束流, 样品的尺寸大于 $\phi 30$ mm, 采用“靶包束”的方案, 降低束斑形状对实验结果的影响; 当束流功率提升到 100 kW 时, 优化 ¹⁹⁷Au 样品的厚度为 0.1—0.12 mm 以提高效率本底比.

2) 本底的来源只考虑通过空样品和 ^{nat}C 样品进行扣除, 并没有细致考虑其他来源, 例如: 被样品散射的中子在周围探测器和支架材料上形成的本底, 中子束流内包含的 γ 射线, 实验室的环境本底、样品的自屏蔽自吸收及活化等, 其中样品引起的散射中子本底是影响数据精度的最大因素. 之后会设计加工一个球壳形状的中子吸收体 [32], 放置

在待测样品与 BaF₂ 探测器之间, 用于吸收样品处的散射中子, 减少散射中子引起的本底。

3) 测量实验采用了绝对测量的方法, 使用 Li-Si 探测器监测样品处的中子注量率, 其监测结果的不确定度直接影响截面数据的精度; 探测效率 ϵ 由蒙特卡罗模拟计算得到, 也会带入一定的不确定度. 后续实验计划采用相对测量法, 以 ¹⁹⁷Au 作为标准样品, 利用 ¹⁹⁷Au 的标准截面、实验测量值及待测样品的实验测量值, 得到待测样品的中子俘获反应截面. 相对测量法使用 Li-Si 探测器监测中子注量率的比值作为归一化标准, 也可以利用 CSNS 提供的高精度质子流强数据的比值代替中子注量率的比值作为归一化标准, 通过这两种方法的互相验证能降低中子注量率监测带入的不确定度; 同时相对测量法还能降低探测效率 ϵ 对截面数据不确定度的影响。

4) 测量实验的触发电子学只实现了过阈触发和多重数触发这两个触发判选条件, 使得在线实验的数据量过于庞大, 从而影响了实验数据的传输和存储. 根据触发电子学定标器的计数与数据获取系统实际存储计数的比较, 有大约 25% 的事件丢失, 没有被数据获取系统记录下来, 即死时间达到 25%. 在可分辨共振区, 中子俘获反应发生的概率远远大于连续区, 因而数据获取系统丢失事件的比例也高于连续区, 但在数据处理的过程中, 所有能区都以 25% 进行死时间修正, 这可能是造成可分辨共振区共振峰截面测量值与评价数据差异较大的主要原因. 下一步会在触发电子学中增加新的触发判选条件, 例如: 不同类型粒子的波形鉴别, 信号能量的加和阈值, 针对每个探测器采用不同的固定基线, 对波形信号进行平滑处理等方法, 同时还需要升级传输网络和数据获取系统. 目的是在保留真实中子俘获事件的基础上, 尽可能的降低本底, 以减少数据量, 降低数据获取系统的死时间, 满足数据传输存储的需求。

5 结 论

在 CSNS 反角白光中子源上, 首次利用 GTAF-II 谱仪开展了 ¹⁹⁷Au 中子俘获反应截面的实验研究, 在可分辨共振能区, 共振峰位的实验测量结果与评价数据吻合较好, 证明了谱仪非常适合使用飞行时间方法测量中子俘获反应截面, 实验测量结果的

子能量不确定度 $\leq 1\%$, 共振峰截面数值的差异可能是由于数据获取系统死时间过大引起的; 在连续区, 实验测量结果的数据不确定度 $< 15\%$, 其数值几乎都高于评价数据, 差值在 10% 以内, 主要原因是本底扣除不够, 测量结果包含了较多的本底计数, 从而增加了测量截面数值, 这部分未扣除的本底给测量结果引入了 10%—12% 的不确定度. 首次测量实验结果验证了基于 Back-n 建立的 GTAF-II 谱仪和中子俘获反应截面在线测量技术的可靠性, 后续实验希望通过上述的改进措施, 提高效应本底比, 实现中子俘获反应截面的高精度测量, 并重点关注测量结果的不确定度, 包括统计不确定度、样品不确定度、探测器效率不确定度、中子注量不确定度、中子能量不确定度和标准截面不确定度等, 为将来测量不稳定核素、放射性核素、微量样品核素和小截面值核素的中子俘获反应截面打下基础。

参考文献

- [1] Arnould M, Katsuma M 2008 *International Conference on Nuclear Data for Science and Technology* Nice, France, April 22–27, 2007 7
- [2] Palmiotti G, Salvatores M, Assawaroongruengchot M 2009 *International Conference on Fast Reactors and Related Fuel Cycles* Kyoto, Japan, Dec. 07–11, 2009
- [3] Kompe D 1969 *Nucl. Phys.* **133** 513
- [4] Wisshak K, Kappeler F, Reffo G 1984 *Nucl. Sci. Eng.* **88** 594
- [5] Terada K, Katabuchi T, Mizumoto M, et al. 2015 *Progress in Nuclear Energy* **82** 118
- [6] Kobayashi K, Lee S, Yamamoto S 2004 *Nucl. Sci. Eng.* **146** 209
- [7] Lee J, Hori J I, Nakajima K, Sano T, Lee S 2017 *J. Nucl. Sci. Tech.* **54** 1046
- [8] Kim H I, Paradela C, Sirakov I, et al. 2016 *Eur. Phys. J. A* **52** 170
- [9] Mingrone F, Massimi C, Altstadt S, et al. 2014 *International Conference on Nuclear Data for Science and Technology* New York, USA, Mar. 4–8, 2013 18
- [10] Guber K H, Derrien H, Leal L C, Arbanas G, Wiarda D, Koehler P E, Harvey A 2010 *Phys. Rev. C* **82** 057601
- [11] Ren J, Ruan X, Bao J, et al. 2019 *Radiation Detection Technology and Methods* **3** 52
- [12] Wisshak K, Voss F, Kaeppler F, Krticka M, Gallino R 2006 *Phys. Rev. C* **73** 015802
- [13] Mendoza E, Cano-Ott D, Altstadt S, et al. 2018 *Phys. Rev. C* **97** 054616
- [14] Mosby S, Bredeweg T A, Couture A, Jandel M, Kawano T, Ullmann J L, Henderson R A, Wu C Y 2018 *Phys. Rev. C* **97** 041601
- [15] Zhong Q P, Zhou Z Y, Tang H Q, et al. 2008 *Chin. Phys. C* **32** 102
- [16] Shi B, Peng M, Zhang Q W, He G Z, Zhou Z Y, Tang H Q 2018 *Atomic Energy Science and Technology* **52** 1537 (in Chinese) [石斌, 彭猛, 张奇玮, 贺国珠, 周祖英, 唐洪庆 2018 原

- 子能科学技术 **52** 1537]
- [17] Zhang Q W, He G Z, Luan G Y, Cheng P J, Ruan X C, Zhu X H 2021 *Power Laser and Particle Beams* **33** 0440 (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** 0440]
- [18] Tang J Y, An Q, Bai H Y, et al. 2019 *Atomic Energy Science and Technology* **53** 2012 (in Chinese) [唐靖宇, 安琪, 白怀勇, 等 2019 *原子能科学技术* **53** 2012]
- [19] An Q, Bai H Y, Bao J, et al. 2017 *Journal of Instrumentation* **12** 7022
- [20] Tang J Y, Fu S N, Jing H T, Tang H Q, Wei J, Xia H H 2010 *Chin. Phys. C* **34** 121
- [21] 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. Instr. Meth. A* **621** 91
- [22] Tang J Y, Jing H T, Xia H H, Tang H Q, Zhang C, Zhou Z Y, Ruan X C, Zhang Q W, Yang Z 2013 *Atomic Energy Science and Technology* **47** 1089 (in Chinese) [唐靖宇, 敬罕涛, 夏海鸿, 唐洪庆, 张闯, 周祖英, 阮锡超, 张奇玮, 杨征 2013 *原子能科学技术* **47** 1089]
- [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** 110521 (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** 110521]
- [24] Chen Y H, Luan G Y, Bao J, et al. 2019 *Eur. Phys. J. A* **55** 115
- [25] Bao J, Chen Y H, Zhang X P, et al. 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 080101 (in Chinese) [鲍杰, 陈永浩, 张显鹏, 等 2019 *物理学报* **68** 080101]
- [26] Han C C, Ouyang X P, Zhang X P, Song Z H, Bao J, Yan W P 2020 *Atomic Energy Science and Technology* **54** 385 (in Chinese) [韩长材, 欧阳晓平, 张显鹏, 宋朝晖, 鲍杰, 严维鹏 2020 *原子能科学技术* **54** 385]
- [27] Ma X Y, Zhong Q P, Zhou Z Y, et al. 2009 *Atomic Energy Science and Technology* **43** 180 (in Chinese) [马霄云, 仲启平, 周祖英, 等 2009 *原子能科学技术* **43** 180]
- [28] Zhang Q W, He G Z, Huang X, Ruan X C, Li Z H, Zhu X H 2014 *Atomic Energy Science and Technology* **48** 70 (in Chinese) [张奇玮, 贺国珠, 黄兴, 阮锡超, 李志宏, 朱兴华 2014 *原子能科学技术* **48** 70]
- [29] Yu T, Cao P, Ji X Y, et al. 2019 *IEEE Transactions on Nuclear Science* **66** 1095
- [30] Wang Q, Cao P, Qi X, et al. 2018 *Review of Scientific Instruments* **89** 013511
- [31] Zhang Q W, He G Z, Huang X, Cheng P J, Ruan X C, Zhu X H 2016 *Atomic Energy Science and Technology* **50** 536 (in Chinese) [张奇玮, 贺国珠, 黄兴, 程晶晶, 阮锡超, 朱兴华 2016 *原子能科学技术* **50** 536]
- [32] Zhang Q W, Luan G Y, He G Z, Cheng P J, Ruan X C, Zhu X H 2020 *Nuclear Physics Review* **37** 771 (in Chinese) [张奇玮, 栾广源, 贺国珠, 程晶晶, 阮锡超, 朱兴华 2020 *原子核物理评论* **37** 771]

Cross section measurement of neutron capture reaction based on back-streaming white neutron source at China spallation neutron source*

Zhang Qi-Wei¹⁾ Luan Guang-Yuan^{1)2)3)†} Ren Jie¹⁾ Ruan Xi-Chao¹⁾
 He Guo-Zhu¹⁾ Bao Jie¹⁾ Sun Qi¹⁾ Huang Han-Xiong¹⁾ Wang Zhao-Hui¹⁾
 Gu Min-Hao²⁾⁴⁾ Yu Tao⁴⁾⁵⁾ Xie Li-Kun⁴⁾⁵⁾ Chen Yong-Hao²⁾³⁾ An Qi⁴⁾⁵⁾
 Bai Huai-Yong⁶⁾ Bao Yu²⁾³⁾ Cao Ping⁴⁾⁵⁾ Chen Hao-Lei⁴⁾⁵⁾
 Chen Qi-Ping⁷⁾ Chen Yu-Kai²⁾³⁾ Chen Zhen⁴⁾⁵⁾ Cui Zeng-Qi⁶⁾
 Fan Rui-Rui²⁾³⁾⁴⁾ Feng Chang-Qing⁴⁾⁵⁾ Gao Ke-Qing²⁾³⁾ Han Chang-Cai⁸⁾
 Han Zi-Jie⁷⁾ He Yong-Cheng²⁾³⁾ Hong Yang²⁾³⁾⁹⁾ Huang Wei-Ling²⁾³⁾
 Huang Xi-Ru⁴⁾⁵⁾ Ji Xiao-Lu²⁾⁴⁾ Ji Xu-Yang⁴⁾¹⁰⁾ Jiang Wei²⁾³⁾
 Jiang Hao-Yu⁶⁾ Jiang Zhi-Jie⁴⁾⁵⁾ Jing Han-Tao²⁾³⁾ Kang Ling²⁾³⁾
 Kang Ming-Tao²⁾³⁾ Li Bo²⁾³⁾ Li Chao⁴⁾⁵⁾ Li Jia-Wen⁴⁾⁵⁾ Li Lun²⁾³⁾
 Li Qiang²⁾³⁾ Li Xiao²⁾³⁾ Li Yang²⁾³⁾ Liu Rong⁷⁾ Liu Shu-Bin⁴⁾⁵⁾
 Liu Xing-Yan⁷⁾ Mu Qi-Li²⁾³⁾ Ning Chang-Jun²⁾³⁾ Qi Bin-Bin⁴⁾⁵⁾
 Ren Zhi-Zhou⁷⁾ Song Ying-Peng²⁾³⁾ Song Zhao-Hui⁸⁾ Sun Hong²⁾³⁾
 Sun Kang²⁾³⁾⁹⁾ Sun Xiao-Yang²⁾³⁾⁹⁾ Sun Zhi-Jia²⁾³⁾⁴⁾ Tan Zhi-Xin²⁾³⁾
 Tang Hong-Qing¹⁾ Tang Jing-Yu²⁾³⁾ Tang Xin-Yi⁴⁾⁵⁾ Tian Bin-Bin²⁾³⁾
 Wang Li-Jiao²⁾³⁾⁹⁾ Wang Peng-Cheng²⁾³⁾ Wang Qi¹⁾ Wang Tao-Feng¹¹⁾
 Wen Jie⁷⁾ Wen Zhong-Wei⁷⁾ Wu Qing-Biao²⁾³⁾ Wu Xiao-Guang¹⁾
 Wu Xuan²⁾³⁾ Yang Yi-Wei⁷⁾ Yi Han²⁾³⁾ Yu Li²⁾³⁾ Yu Yong-Ji²⁾³⁾
 Zhang Guo-Hui⁶⁾ Zhang Lin-Hao²⁾³⁾⁹⁾ Zhang Xian-Peng⁸⁾
 Zhang Yu-Liang²⁾³⁾ Zhang Zhi-Yong⁴⁾⁵⁾ Zhao Yu-Bin²⁾³⁾ Zhou Lu-Ping²⁾³⁾⁹⁾
 Zhou Zu-Ying¹⁾ Zhu Dan-Yang⁴⁾⁵⁾ Zhu Ke-Jun²⁾⁴⁾⁹⁾ Zhu Peng²⁾³⁾
 Zhu Xing-Hua¹²⁾

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

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

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

4) (*State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics, Beijing 100049, Hefei 230026, China*)

5) (*Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

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

7) (*Institute of Nuclear Physics and Chemistry, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

8) (*Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China*)

9) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

10) (*Department of Engineering and Applied Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

11) (*School of Physics, Beihang University, Beijing 100083, China*)

12) (*Huaneng Shandong Shidao Bay Nuclear Power Co.Ltd, Rongcheng 264312, China*)

(Received 19 April 2021; revised manuscript received 5 July 2021)

Abstract

The data of neutron capture cross section are very important for the research of nuclear astrophysics, advanced nuclear energy development. Owing to the limitation of neutron source and detector, the experimental data of neutron capture cross section in an energy range of 1 eV–10 keV were almost blank in China. The first Chinese gamma-ray total absorption facility has been constructed in the key laboratory of nuclear data at China institute of atomic energy, which consists of 40 BaF₂ detector units. The BaF₂ crystal shell with a thickness of 15 cm and an inner radius of 10 cm covers 95.2% of the solid angle. On-line measurement method of neutron capture reaction cross section is established on the back-streaming white neutron source of China spallation neutron source by using the upgraded facility. The cross section of ¹⁹⁷Au neutron capture reaction is measured for the first time under the experimental condition of irregular 30 mm neutron beam spot. The measured position of resonance peak is well consistent with the relevant data of ENDF evaluation database, which verifies the reliability of the measurement device and measurement technology, and thus laying the foundation for the acquisition of high precision cross section in future.

Keywords: gamma-ray total absorption facility, cross section of neutron capture, China spallation neutron source, white neutron source

PACS: 28.20.Np, 29.25.Dz, 28.20.Pr, 01.52.+r

DOI: [10.7498/aps.70.20210742](https://doi.org/10.7498/aps.70.20210742)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11605294, 11675268, 11790321, 11975317) and the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2016YFA0401601).

† Corresponding author. E-mail: lgyciae@hotmail.com