

中国散裂中子源反角白光中子源束内伽马射线研究

任杰 阮锡超 陈永浩 蒋伟 鲍杰 栾广源 张奇玮 黄翰雄 王朝辉 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 顾旻皓 韩长材 韩子杰 贺国珠 何泳成 洪杨 黄蔚玲 黄锡汝 季筱璐 吉旭 阳 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 李样 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 吴焯 解立坤 羊奕伟 易晗 于莉 余滔 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

In-beam γ -rays of back-streaming white neutron source at China Spallation Neutron Source

Ren Jie Ruan Xi-Chao Chen Yong-Hao Jiang Wei Bao Jie Luan Guang-Yuan Zhang Qi-Wei
Huang Han-Xiong Wang Zhao-Hui 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 Gu
Min-Hao Han Chang-Cai Han Zi-Jie He Guo-Zhu He Yong-Cheng Hong Yang Huang Wei-Ling
Huang Xi-Ru Ji Xiao-Lu Ji Xu-Yang 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 Xie Li-Kun Yang Yi-Wei Yi Han Yu Li
Yu Tao 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

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 172901 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20200718

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200718>

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

中国散裂中子源反角白光中子源束内伽马射线研究*

任杰¹⁾ 阮锡超¹⁾ 陈永浩²⁾³⁾ 蒋伟²⁾³⁾ 鲍杰^{1)†} 栾广源¹⁾ 张奇玮¹⁾
黄翰雄¹⁾ 王朝辉¹⁾ 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⁾ 顾旻皓²⁾⁴⁾ 韩长材⁸⁾ 韩子杰⁷⁾ 贺国珠¹⁾ 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⁾ 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⁾¹⁰⁾ 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⁾ 吴煊²⁾³⁾
解立坤⁴⁾¹⁰⁾ 羊奕伟⁷⁾ 易晗²⁾³⁾ 于莉²⁾³⁾ 余滔⁴⁾⁵⁾ 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⁾

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)

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) (西北核技术研究所, 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)

(2020年5月13日收到; 2020年5月31日收到修改稿)

* 国家自然科学基金(批准号: 11805282, 11790321)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: baojie_ciac@126.com

在基于白光中子源的中子核反应测量中, 伴随中子束的伽马射线是重要的实验本底之一. 本文对中国散裂中子源反角白光中子源的束内伽马射线进行了研究. 通过蒙特卡罗模拟, 得到了伽马射线的能量分布和时间结构. 通过直接测量和间接测量两种方法测得低能中子区的束内伽马射线的时间结构. 直接测量实验中, 将载 ^6Li 的 $\text{ZnS}(\text{Ag})$ 闪烁体探测器置于束流线上, 通过飞行时间法直接测量束内的中子和伽马射线的时间结构, 并利用波形甄别技术进行粒子鉴别. 间接测量法是将铅样品置于束流线上, 利用 C_6D_6 闪烁体探测器测量样品上的散射伽马射线, 从而得到入射伽马射线的时间结构. 实验测量结果与模拟结果在 $12\ \mu\text{s}$ — $2.0\ \text{ms}$ 的时间区间内具有较好的一致性.

关键词: 反角白光中子源, 束内伽马射线测量, 飞行时间法, 蒙特卡罗模拟

PACS: 29.25.Dz, 02.70.Uu, 52.70.La, 01.52.+r

DOI: 10.7498/aps.69.20200718

1 引言

中国散裂中子源 (CSNS) 反角白光中子源 (Back-n) 是我国第一个高通量、宽能区、脉冲化的白光中子源, 其主要用途是开展核数据测量, 基础物理实验和核技术应用^[1-4]. Back-n 的布局图如图 1 所示, 高能质子 (1.6 GeV) 在轰击散裂靶前经过偏转磁铁偏转 15° , 这使散裂靶上相对质子束流 180° 方向出射的中子束与质子输运线有 15° 夹角, 从而有足够的空间建设反角白光中子束线. 反角白光中子束线全长约 80 m, 包括中子输运线和两个实验终端, 其中终端 1 距离散裂靶约 55 m, 终端 2 距离散裂靶约 76 m. 中子输运线包含真空管道、中子束窗、中子开关、中子准直器和废束站. 通过调节中子准直器的准直孔径, 可以在实验终端得到不

同几何尺寸的中子束斑, 用于开展不同的物理实验.

CSNS 于 2018 年 5 月完工, Back-n 也于同期建设完成并开展了中子束流参数测量^[5-7]. 测量结果表明, Back-n 的中子束在 $1.0\ \text{eV}$ — $50\ \text{MeV}$ 都有较高的注量率, 当 CSNS 运行在 $100\ \text{kW}$ 功率时, 实验终端 1 的中子注量率为 $1.75 \times 10^7\ \text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$, 实验终端 2 的中子注量率为 $7.03 \times 10^6\ \text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$. 目前, CSNS 的脉冲束具有双束团和单束团两种模式, 在单束团模式下, Back-n 终端 2 的 $1\ \text{MeV}$ 以下中子的时间分辨率好于 1% ^[4]. 较高的中子注量率和较好的时间分辨率, 使 Back-n 成为优秀的中子物理实验平台. 在完成束流参数测量实验后, 在 Back-n 上开展了中子俘获截面、全截面^[8]、裂变截面^[9]、带电粒子产生截面^[10,11]、非弹性散射截面等实验测量. 然而, 在这些实验中所有对伽马射线灵

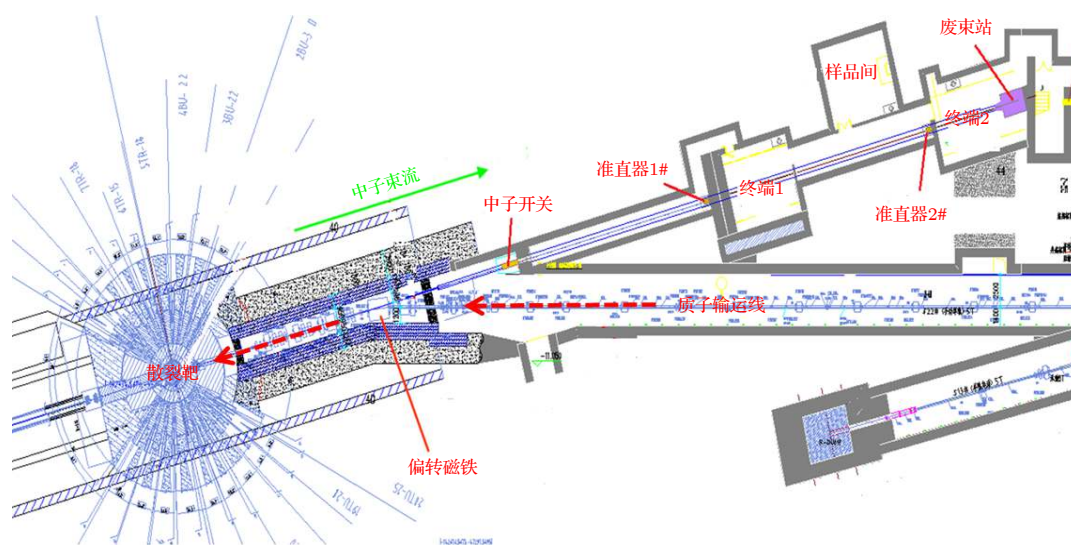


图 1 CSNS Back-n 布局图

Fig. 1. Layout of the CSNS Back-n.

敏的探测器, 如闪烁体探测器和高纯锗探测器等, 都受到了束内伽马射线的影响. 特别是中子俘获反应截面测量实验, 部分中子能区的伽马本底占总计数的 50% 以上, 直接影响了实验结果的精度. 因此需要开展束内伽马射线的研究.

本文从 Monte-Carlo(蒙特卡罗) 模拟和实验测量两个方面介绍 Back-n 束内伽马射线的研究结果. 通过蒙特卡罗模拟得到了束内伽马射线的能量分布和时间结构, 通过实验测量得到了低能中子区的束内伽马射线的时间结构, 验证了蒙特卡罗模拟的结果.

2 蒙特卡罗模拟

蒙特卡罗模拟是研究核反应和粒子输运问题的重要手段, 目前主要的大型粒子输运程序包括 MCNP^[12], Geant 4^[13], Fluka^[14] 等. Geant 4 因其开源设计和强大的几何建模能力而被越来越多地应用到大型射线装置设计和物理实验计算中. 本工作使用 Geant 4 模拟 1.6 GeV 质子轰击散裂靶的过程, 跟踪中子和伽马射线的产生和输运过程, 记录从反角方向出射的伽马射线(中子)的能量和时间, 从而得到反角的伽马射线(中子)的能量分布和时间结构.

由文献 [15] 可知, 散裂靶全长 65 cm, 由 11 片钨靶组成, 每片钨靶外包裹 0.3 mm 的钽, 靶片之间有冷却水. 靶容器为 SS316 型不锈钢, 质子入射面的厚度为 2.5 mm. 在散裂靶的上下还有耦合氢和退耦合氢慢化体, 以及 Be-Fe 中子反射层. 根据这一几何描述, 使用 Geant 4 构建了如图 2 所示的

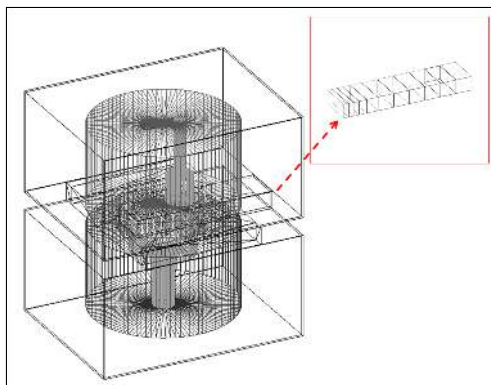


图 2 Geant 4 构建的散裂靶几何模型

Fig. 2. Geometric model of the spallation target in Geant 4 code.

散裂靶几何模型. 其中钨靶主体位于中心位置(框图所示), 上下各有 Fe 反射体(方形)和 Be 反射层(圆柱形), Be 反射层内部有液氢慢化体和水慢化体.

Geant 4 的特色之一在于用户可根据研究对象选择合适的物理模型. 本工作中的模拟计算均采用 Geant 4 的 10.2.p01 版本, 选取的 Geant 4 的物理过程如表 1 所列, 其中中子核反应数据库使用 ENDF/B-VII.1^[16].

表 1 Geant 4 中的物理模型
Table 1. Physical models in the Geant 4 code.

粒子类型	能量区间/MeV	物理模型
质子	<1600	G4HadronModel
		G4CascadeInterface
中子	<20.0	G4NeutronHPModel (ENDF/B-VII.1)
	>20.0	G4HadronModel
伽马	>0	G4RayleighScattering
		G4PhotoElectricEffect
		G4ComptonScattering
		G4GammaConversion
电子	>0	G4eMultipleScattering
		G4eIonisation G4eBremsstrahlung

研究 Back-n 实验终端内的束内伽马射线, 最为直接的方式是构建整个 Back-n 的几何模型, 在实验终端记录伽马射线的信息. 但是对于 80 m 长的束线, 以上方法计算效率太低, 耗时太长. 本工作采用分步模拟的方式: 第一步在散裂靶的反角方向 2.0 m 处设置虚拟探测器, 记录从靶面出射的中子和伽马射线的全部信息, 包括能量、时间、位置和动量; 第二步以这些粒子为源粒子, 抽样到 Back-n 的实验终端 2 (76.5 m). 图 3 显示了 76.5 m 处的伽马射线的能量分布(图 3(a))和时间分布(图 3(b)). 从图 3 可以看出, 束内伽马射线在 20 MeV 以下均有分布, 并有明显的特征伽马峰, 如 0.511 和 0.847 MeV. 束内伽马射线的时间结构明显分为两个部分: 在质子打靶后 300 ns 以内到达实验终端 2 的伽马射线主要是在散裂反应过程中产生的瞬发伽马, 通常被称为 γ -flash, 约占全部束内伽马的 91.3%; 之后约 2.0 ms 内有连续的伽马射线到达实验终端 2, 这些伽马大多是中子核反应和散裂反应产物核衰变产生的, 占伽马总量的 8.7%. 由于

γ -flash 和后续的束内伽马射线产生机制不同, 其能谱也会有有一定的差异, 图 4(a) 给出了 γ -flash 的能谱结构 (黑色实线) 和连续伽马的能谱 (红色虚

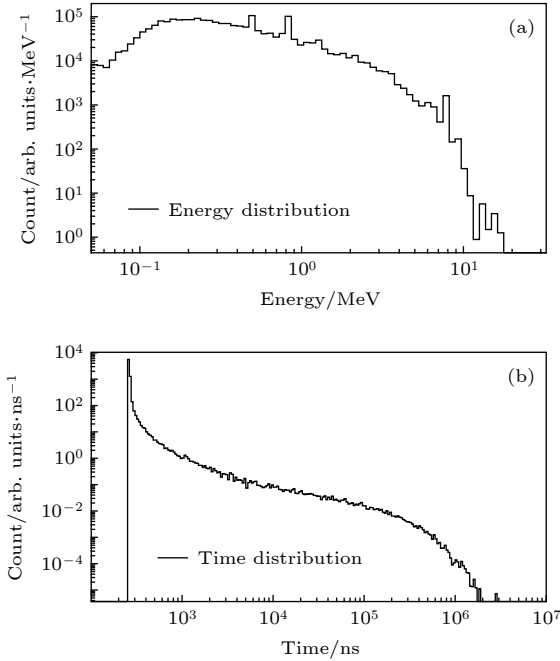


图 3 束内伽马射线的模拟结果 (a) 能谱; (b) 时间结构
Fig. 3. The simulation results of the in-beam gamma rays: (a) The energy spectrum; (b) the time structure.

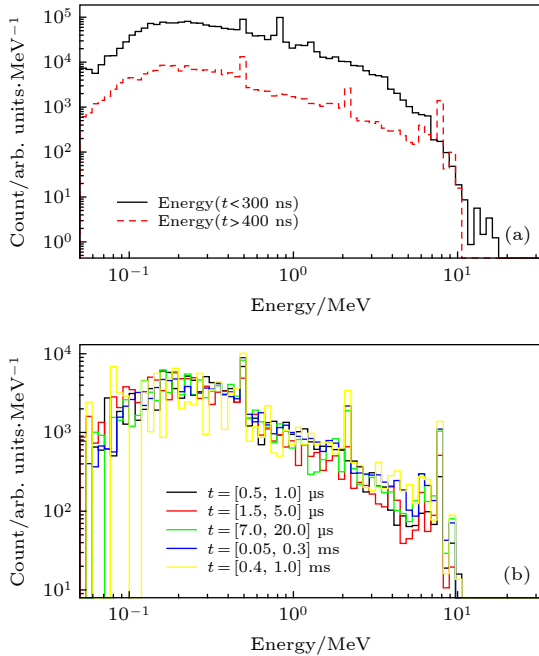


图 4 束内伽马射线的能谱 (a) γ -flash 和连续伽马能谱; (b) 连续伽马在不同时间区间的能谱
Fig. 4. The energy spectra of the in-beam gamma rays: (a) The energy spectra of γ -flash and the consecutive gamma rays; (b) the energy spectra of the consecutive gamma rays at different time.

线). 可以看到, 连续伽马能谱中除 0.511 MeV 伽马峰外, 还包含了 H 俘获中子后放出的 2.23 MeV 的伽马射线和靶材料 (W, Ta, Fe 等) 俘获中子后放出的 7.0—10.0 MeV 的级联伽马射线. 同样, 对连续伽马也进行了不同时间区间的划分, 为了便于比较, 对每个时间窗内的计数进行了归一. 图 4(b) 给出不同时间段的伽马能谱, 可以发现这些伽马能谱基本一致. 能谱一致极大地简化了实验测量方法, 因为可以忽略探测器对不同时刻伽马射线的探测效率变化.

3 实验测量

一个脉冲周期内不同时间区间的束内伽马射线对 neutron 物理实验的影响是不同的. γ -flash 主要影响高能中子区, 连续伽马射线影响 10 eV 以上能区. 由于 γ -flash 的瞬时注量率极高, 大多数伽马灵敏探测器在 γ -flash 到达时都会产生饱和信号, 随后在 1—20 μ s 内处于恢复期, 恢复期内探测器不能正常输出信号. 因此, 目前测量束内伽马射线完整的时间结构很难做到, 本工作测量了质子打靶 12 μ s 之后的束内伽马射线的时间结构, 重点解决中子俘获截面测量实验中关心的伽马本底问题.

3.1 直接测量法

Back-n 束内伽马射线时间结构的直接测量实验在终端 2 进行. CSNS 运行在双束团模式, 打靶功率 40 kW, Back-n 的中子准直孔径组合为 12 mm-15 mm-40 mm. 实验现场布局如图 5(a) 所示. 将载 ^6Li 的 ZnS(Ag) 闪烁体探测器放置在束线上, 探测器前表面距离散裂靶表面 76.50 ± 0.05 m, 探测器与束流方向夹角约 40° 以降低 γ -flash 对探测器的冲击. ZnS (Ag) 闪烁体的型号为 EJ-420^[17], 其闪烁体结构如图 5(b). 闪烁体耦合在光电倍增管上 (PMT), PMT 的阳极信号直接输入数据获取系统 (DAQ) 中. DAQ 采用 Back-n 的全波形数字化数据获取系统, 具有 1 GS/s 采样率, 12 bit 分辨率以及 37 ms 的采样深度, 能够几乎无系统死时间地记录下一个脉冲周期内的所有信号^[18]. 此外, 在终端 1(57.5 m) 放置了一片 ^{181}Ta 和一片 ^{59}Co , 厚度都为 1.0 mm, 用于吸收特定能量的中子, 以定量分析束内伽马射线^[19].

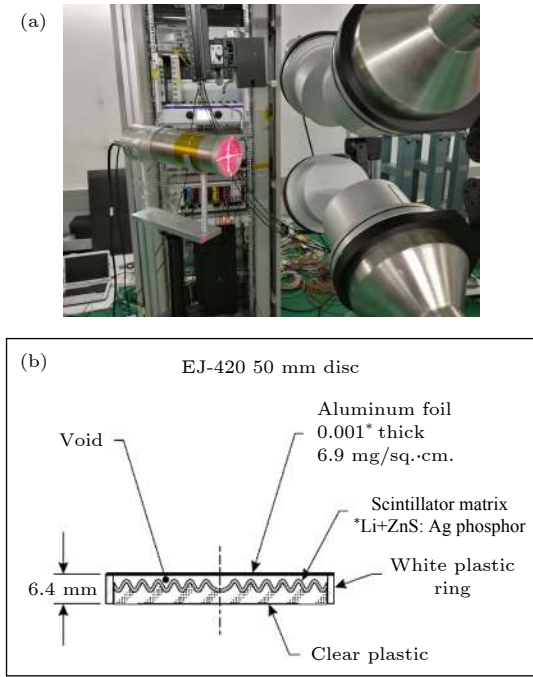


图 5 (a) 直接测量实验布局; (b) EJ-420 闪烁体结构
Fig. 5. (a) The experimental setup of the direct measurement; (b) the structure of the EJ-420 scintillator.

EJ-420 一般用于测量 300 keV 以下的中子, 但实验表明 EJ-420 对伽马射线也有明显的响应, 且伽马射线和中子产生的信号的幅度和衰减时间显著不同. 图 6 给出实验测得的 EJ-420 的伽马信号和中子信号的波形, 可以看出伽马信号具有较快的衰减时间和较小的峰面积, 能够利用电荷比较法甄别出伽马信号和中子信号. 电荷比较法是根据信号的快慢成分不同进行粒子甄别, 通常需要将信号的不同区域积分. 将 EJ-420 的每个波形的峰值前后 20 ns 区间作为 Pre-Gate, 峰值后的 200—400 ns 区间作为 Post-Gate, 分别求出两个区间的峰面积

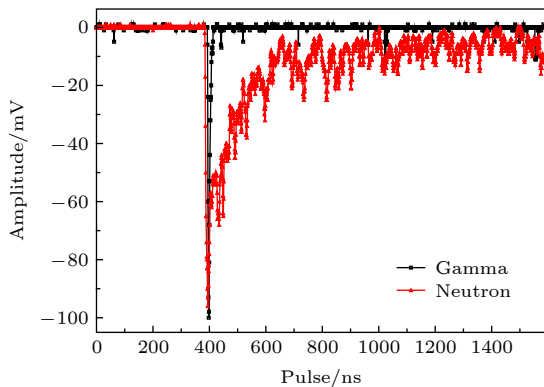


图 6 EJ-420 的伽马波形和中子波形
Fig. 6. The waveforms of EJ-420: Gamma ray's waveform and neutron's waveform.

并统计二维谱, 如图 7(a) 所示. 伽马射线由于幅度低、衰减快, 因此集中在图 7(a) 的左下方, 伽马信号的 Post-Gate 积分出现负值是由于在这一积分区间很多伽马信号已经衰减到基线, 在减基线过程中由于基线涨落而产生负值. 中子信号由于幅度大、衰减慢都分布在图 7(a) 的右侧.

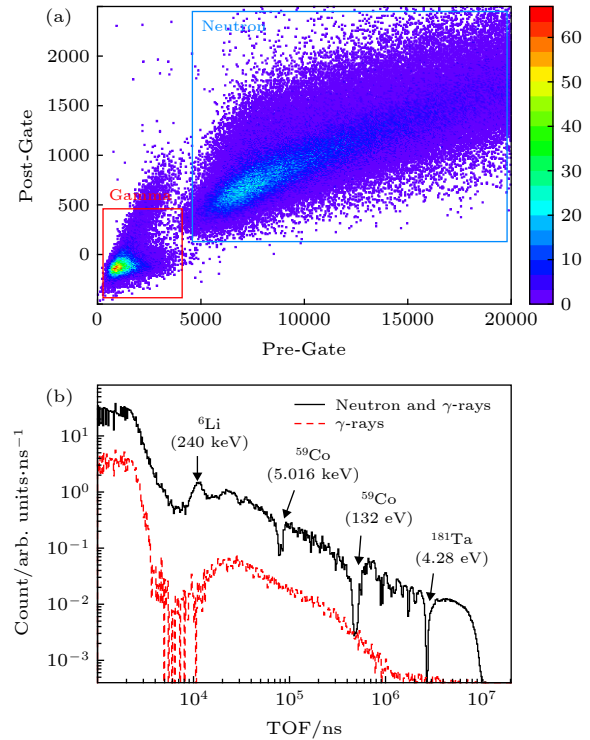


图 7 (a) 中子伽马波形甄别结果; (b) EJ-420 的飞行时间谱
Fig. 7. (a) The pulse shape discrimination result of neutron and gamma rays; (b) time-of-flight spectrum of the EJ-420.

束内伽马射线的时间结构通过飞行时间法确定^[15]:

$$\text{TOF} = (t_m - t_{\gamma\text{-flash}}) + L/c. \quad (1)$$

通过过阈定时法 (5 mV) 确定 γ -flash 到达探测器的时间 $t_{\gamma\text{-flash}}$, 以及每个阳极信号的触发时间 t_m , 然后根据散裂靶表面到探测器表面的距离 L 和光速 c 可以确定该信号的飞行时间 TOF.

图 7(b) 给出了不同粒子甄别条件下的飞行时间 (TOF) 谱. 其中黑色实线表示所有信号 (中子和伽马) 的 TOF 谱, 红色虚线表示仅有伽马信号的 TOF 谱. 从包含中子的 TOF 谱上可以明显看到 ^{181}Ta 吸收片的吸收谷, 吸收谷的谷底恰好落在伽马 TOF 谱的上面, 验证了粒子甄别的准确性. 同时, 从图 7(b) 中还可以直观地看到 γ -flash 对 EJ-420 探测器的影响: 6 μs 之前, 探测器受 γ -flash

和高能中子信号的影响处于饱和状态, 输出信号异常; 6—20 μs 中探测器逐渐恢复正常, 可以看到 ${}^6\text{Li}(n, t){}^4\text{He}$ 核反应在 240 keV 的共振峰; 20 μs 以后探测器处于正常工作状态. 因此, 直接测量法可以得到 20 μs 之后的束内伽马的时间结构, 对应中子能量为 75 keV 以下.

3.2 间接测量法

伽马射线的能谱在不同时刻基本一致, 不同时刻在同一样品上的散射伽马粒子的数量能够反映该时刻入射伽马射线的强度. 因此, 可以通过间接测量样品上的散射伽马粒子确定束内伽马射线的时间结构. 由于待测时间区间对应的中子能量较低, 在选择样品时应当挑选伽马散射截面大, 中子俘获截面和弹性散射截面小的核素. ${}^{208}\text{Pb}$ 具有以上特征, 是非常理想的核素, 本工作中使用天然铅 (${}^{\text{nat}}\text{Pb}$) 代替 ${}^{208}\text{Pb}$. 探测器的选择同样非常重要, 低能中子容易被探测器上的材料俘获, 靶核俘获中子后放出的级联伽马射线数量多、能量高、极易影响伽马测量. 特别是含氢探测器, 氢俘获中子后放出的 2.23 MeV 的伽马射线是较大的干扰. C_6D_6 探测器是用氘替代氢的液体闪烁体探测器, 其俘获中子的概率大大低于含氢闪烁体探测器, 被广泛用于中子俘获截面测量实验. 利用 Back-n 上的 C_6D_6 探测器系统 [20] 和 ${}^{\text{nat}}\text{Pb}$ 样品开展了 Back-n 束内伽马射线的时间结构测量, CSNS 工作状态与直接测量实验一致, 现场布局如图 8(a). 直径 40 mm, 厚度 1 mm 的 ${}^{\text{nat}}\text{Pb}$ 置于束流线上, 与直接测量法中 EJ-420 闪烁体的位置一致. 4 个 C_6D_6 探测器位于样品上游方向, 探测器轴线与束流方向夹角约 110° , 探测器中心距离样品中心约 15 cm. 探测器的 PMT 阳极信号输入 Back-n 的 DAQ 系统进行波形采集. 实验中能够通过测量空样品扣除与 ${}^{\text{nat}}\text{Pb}$ 样品无关的中子和伽马本底, 但样品上散射的束内伽马和中子在样品上诱发的伽马信号无法通过实验方法扣除, 需要借助蒙特卡罗模拟. 模拟程序同样使用 Geant 4, 物理模型和数据库与表 1 中一致. 在模拟程序中中子束流由散裂靶表面抽样至样品处, 源中子能谱使用实验测量的 Back-n 的中子能谱 [5–7]. Geant 4 程序中详细描述了探测器几何尺寸和材料, 记录到达探测器灵敏区的伽马射线的时刻和沉积能量. 图 8(b) 为使用 Geant 4 构建的探测器和样品的几何模型.

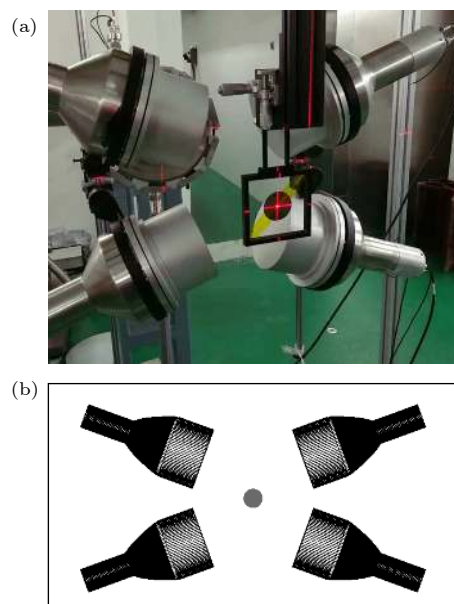


图 8 (a) 间接测量实验布局; (b) Geant 4 中的几何模型
Fig. 8. (a) The experimental setup of the indirect measurement; (b) the geometric model in Geant 4 code.

虽然 C_6D_6 探测器位于束流外, 但在样品上散射的 γ -flash 仍然能够在探测器内产生较大的信号, 这一信号同样可以作为时间参考. 同样采用过阈定时法确定每个信号的触发时间 t_m , 根据 (1) 式得到 C_6D_6 探测器的 TOF 谱如图 9 所示. 图 9 中黑色实线为扣除无样本底的 ${}^{\text{nat}}\text{Pb}$ 的 TOF 谱, 红色实线为 Geant 4 模拟得到的 TOF 谱. 在 Geant 4 模拟中只包含了源中子与 ${}^{\text{nat}}\text{Pb}$ 样品和探测器的相互作用, 因此 Geant 4 模拟结果与实验结果的差异主要来源于束内伽马射线. 图 9 中蓝色虚线为实验 TOF 谱与模拟 TOF 谱的差值, 代表了束内伽

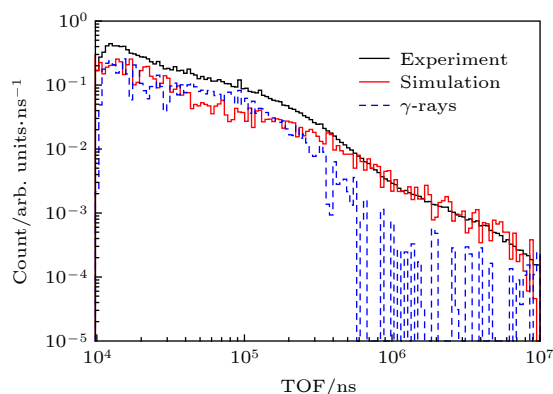


图 9 实验测量与 Geant 4 模拟得到的 TOF 谱和束内伽马 TOF 谱

Fig. 9. The TOF spectrum of indirect measurement (black solid line) and the Geant 4 simulated TOF spectrum (red solid line) and the in-beam γ -rays (blue dashed line).

马射线的时间结构. 间接测量法可以得到 12 μs 之后的束内伽马时间结构, 对应中子能量为 210 keV 以下. TOF 小于 12 μs 时, 实验结果受中子影响较大, 数据精度较差.

4 结果与讨论

直接测量和间接测量实验能够得到束内伽马射线的时间结构, 但由于探测器的探测效率未知, 无法测得束内伽马射线的注量率. 根据 Geant 4 模拟结果, 相同位置的中子和伽马射线的注量率的比值为 5.8:1.0. 当 CSNS 运行在 100 kW 时, Back-n 终端 2 的中心位置的中子注量率为 $7.03 \times 10^6 \text{ s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$ [5,6], 那么相同功率下束内伽马射线的注量率约为 $1.21 \times 10^6 \text{ s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$. 此外, 实验测量都在 CSNS 的双束团模式下开展, Geant 4 模拟得到的束内伽马射线的时间结构应当包含质子束团的时间结构才能与实验结果进行比较. 双束团模式下, 同一质子脉冲内的两个质子束团时间间隔为 410 ns, 单个束团半高宽约为 41 ns[3,4], 按照这一参数对模拟谱进行高斯展宽和双束团叠加. 图 10 给出包含质子束团结构的模拟结果与直接测量结果以及间接测量结果的比较, 其中横坐标按照对数等间距将每个数量级分为 50 个区间. 模拟谱和实验测量谱的纵坐标计数均归一到 100 kW 功率时的伽马射线注量率. 测量值的不确定度主要来源于统计不确定度和注量率归一引入的不确定度: 由于束内伽马射线的强度随 TOF 增大快速降低, 实验测量的统计不确定度由 2% 逐渐增大到 50% 以上, 伽马注量率归一引入约 8% 的不确定度. 由图 10

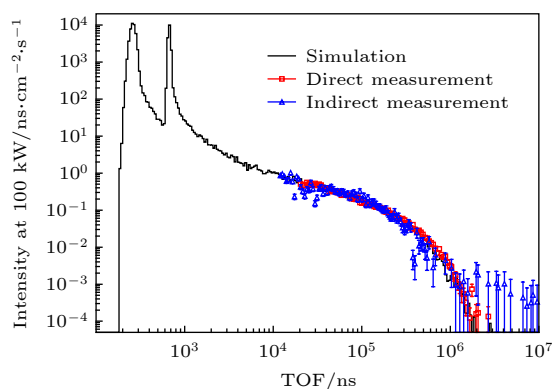


图 10 束内伽马射线的 TOF 谱对比

Fig. 10. The comparison of the TOF spectra of the in-beam gamma rays.

可见, 在 TOF 为 20 μs —2 ms 时, 蒙特卡罗模拟值与直接测量法的结果在不确定度范围内符合较好; 在 12—20 μs 内, 间接测量法的结果也与模拟结果一致. 这表明, Geant 4 模拟得到的束内伽马射线的时间结构和能量分布是可信的, 可以用于中子测量实验的伽马本底分析.

5 结论

通过蒙特卡罗模拟和实验测量得到了 Back-n 实验终端 2 内的束内伽马射线的时间结构. 当飞行时间大于 12 μs 时, 实验结果与模拟结果符合较好, 对应中子能量为 1.0 eV—210 keV. 这为中子俘获反应截面测量实验提供了本底分析的依据. 对于飞行时间小于 12 μs 的束内伽马射线, 由于探测器受 γ -flash 和高能中子的影响较为严重, 本工作未能测得其时间结构. 在下一步工作中, 将尝试使用增益较小而线性电流较大的光电倍增管开展直接测量实验, 或是使用门控光电倍增管避开 γ -flash 的冲击. 此外, 由于探测器对伽马射线的探测效率未知等因素, 本次测量不能确定束内伽马射线的绝对注量率, 只能通过中子注量率和蒙特卡罗模拟得到的中子和伽马的比例间接估算终端 2 的束内伽马注量率约为 $1.21 \times 10^6 \text{ s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$. 但在低能区中子截面测量实验中, 使用 ^{181}Ta 和 ^{59}Co 等吸收片能够定量分析共振能量处的束内伽马本底, 结合本工作得到的时间结构则能定量确定 1.0 eV—210 keV 中子能区的束内伽马本底.

感谢中国科学院高能物理研究所敬罕涛副研究员的讨论.

参考文献

- [1] Chen H, Wang X L 2016 *Nat. Mater.* **15** 689
- [2] Tang J Y, Fu S N, Jing H T, Tang H Q, Wei J, Xia H H 2010 *Chin. Phys. C* **34** 121
- [3] Jing H T, Tang J Y, Tang H Q, Zhang C, Zhou Z Y, Zhong Q P, Ruan X C 2010 *Nucl. Instrum. Methods A* **621** 91
- [4] An Q, Bai H Y, Bao J, et al. 2017 *J. Instrum.* **12** P07022
- [5] Chen Y H, Luan G Y, Bao J, et al. 2019 *Eur. Phys. J. A* **55** 115
- [6] 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]
- [7] Li Q, Luan G Y, Bao J, et al. 2019 *Nucl. Instrum. Methods A* **946** 162497
- [8] Liu X Y, Yang Y W, Liu R, et al. 2019 *Nucl. Sci. Tech* **30**

- [9] Yang Y, Wen Z, Han Z, et al. 2019 *Nucl. Instrum. Methods A* **940** 486
- [10] Bai H, Fan R, Jiang H, et al. 2020 *Chin. Phys. C* **44** 014003
- [11] Jiang H, Jiang W, Bai H, et al. 2019 *Chin. Phys. C* **43** 124002
- [12] Briesmeister J F E 2000 *MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code* (Version 4C) LA-13709-M
- [13] Allison J, Amako K, Apostolakis J, et al. 2016 *Nucl. Instrum. Methods A* **836** 186
- [14] Bohlen T T, Cerutti F, Chin M P W, Fasso A, Ferrari A, Ortega P G, Mairani A, Sala P R, Smirnov G, Vlachoudis V 2014 *Nucl. Data Sheets* **120** 211
- [15] Zhang L Y, Jing H T, Tang J Y, et al. 2018 *Appl. Radiat. Isot* **132** 212
- [16] Chadwick M B, Herman M, Obložinsky P, et al. 2011 *Nucl. Data Sheets* **112** 2887
- [17] EJ-420 Data Sheet, https://eljentechnology.com/images/products/data_sheets/EJ-420.pdf[2020-04-15]
- [18] Wang Q, Cao P, Qi X, et al. 2018 *Rev. Sci. Instrum* **89** 013511
- [19] Syme D B 1982 *Nucl. Instrum. Methods* **198** 357
- [20] Ren J, Ruan X C, Bao J, et al. 2019 *Radiation Detection Technology and Methods* **3** 52

In-beam γ -rays of back-streaming white neutron source at China Spallation Neutron Source*

Ren Jie¹⁾ Ruan Xi-Chao¹⁾ Chen Yong-Hao²⁾³⁾ Jiang Wei²⁾³⁾ Bao Jie^{1)†}
 Luan Guang-Yuan¹⁾ Zhang Qi-Wei¹⁾ Huang Han-Xiong¹⁾ Wang Zhao-Hui¹⁾
 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⁾ Gu Min-Hao²⁾⁴⁾
 Han Chang-Cai⁸⁾ Han Zi-Jie⁷⁾ He Guo-Zhu¹⁾ 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 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⁾¹⁰⁾
 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⁾ Xie Li-Kun⁴⁾¹⁰⁾ Yang Yi-Wei⁷⁾ Yi Han²⁾³⁾
 Yu Li²⁾³⁾ Yu Tao⁴⁾⁵⁾ 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⁾

1) (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*)
 4) (*State Key Laboratory of Particle Detection and Electronics, Beijing 100049, 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*)
 (Received 13 May 2020; revised manuscript received 31 May 2020)

Abstract

The back-streaming neutron beam line (Back-n) was built in the beginning of 2018, which is part of the China Spallation Neutron Source (CSNS). The Back-n is the first white neutron beam line in China, and its main application is for nuclear data measurement. For most of neutron-induced nuclear reaction measurements based on white neutron facilities, the beam of gamma rays accompanied with neutron beam is one of the most important experimental backgrounds. The back streaming neutron beam is transported directly from the spallation target to the experimental station without any moderator or shielding, the flux of the in-beam gamma rays in the experimental station is much larger than those of these facilities with neutron moderator and shielding. Therefore, it is necessary to consider the influence of in-beam gamma rays on the experimental results. Studies of the in-beam gamma rays are carried out at the back-n. Monte-Carlo simulation is employed to obtain the energy distribution and the time structure of the in-beam gamma rays. According to the simulation results, when the neutron flight time is longer than 1.0 μs the energy distribution of the in-beam gamma rays does not vary with flight time. Therefore, the time structure of these gamma rays can be measured without the correction of the detection efficiency. In this work, the time structure of the in-beam gamma rays in the low neutron energy region is measured by both direct and indirect methods. In the direct measurement, a ${}^6\text{Li}$ loaded $\text{ZnS}(\text{Ag})$ scintillator is located on the neutron beam line and the time of flight method is used to determine the time structure of neutrons and gamma rays. The gamma rays are separated from neutrons with pulse-shape discrimination. The black filter method is used to verify the particle discrimination results. In the indirect measurement, the C_6D_6 scintillation detectors are used to measure the gamma rays scattered off a Pb sample on the way of the neutron beam. The time structure of the in-beam gamma rays is derived from that of the scattered gamma rays. The experimental results are in good agreement with the simulations with the time-of-flight between 12 μs and 2.0 ms. Besides, according to the simulation results, the intensity of the in-beam gamma rays is $1.21 \times 10^6 \text{ s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}$ in the center of the experimental station 2 of Back-n, which is 76.5 m away from the spallation target of CSNS.

Keywords: back-streaming white neutron source, in-beam γ -rays measurement, time of flight method, Monte-Carlo simulation

PACS: 29.25.Dz, 02.70.Uu, 52.70.La, 01.52.+r

DOI: 10.7498/aps.69.20200718

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11805282, 11790321).

† Corresponding author. E-mail: baojie_ciac@126.com