

基于 $^{157}\text{Gd}(n,\gamma)^{158}\text{Gd}$ 反应的 γ 诱发正电子湮没谱仪中计数率和信噪比的 MCNP 模拟优化研究

姜雪峰 刘颖 严酷 李春娟 刘毅娜 焦昕雨 李立华 杨铭 李玮
(中国原子能科学研究院 北京 102413)

摘要 基于高能 γ 诱发正电子湮没的材料缺陷表征技术面临 (p,γ) 核反应源计数率低、测量效率不足的瓶颈。本研究提出采用基于 $^{157}\text{Gd}(n,\gamma)^{158}\text{Gd}$ 反应的替代方案,利用其高热中子截面 ($\sim 2.54 \times 10^5 \text{ b}$) 及高能 (7.9 MeV) γ 光子的电子对效应优势,通过靶材-几何-屏蔽协同优化设计提升谱仪性能。具体通过蒙特卡罗模拟优化 Gd 靶厚度以平衡中子俘获效率与 γ 自吸收损耗,设计样品-探测器空间布局最大化的 $\gamma_{0.511 \text{ MeV}}$ 湮没光子的探测效率,并构建设计探测器屏蔽体以抑制 γ 本底干扰。模拟计算表明,优化后系统 $\gamma_{0.511 \text{ MeV}}$ 湮没光子计数可以达到 $1.42 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{n}^{-1}$,当铅屏蔽厚度为 15 cm 时,透射至探测器的 γ 射线数量从 $8.20 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{n}^{-1}$ 降至 $7.06 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{n}^{-1}$ 。本研究可有效支撑航空发动机叶片等关键部件在线缺陷检测需求,为多物理场耦合环境下材料微观缺陷的动态表征提供一种新的技术路径。

关键词 热中子俘获, 电子对效应, 正电子分析, 正电子湮没, MCNP 模拟

中图分类号 TL99

DOI: 10.3724/j.0253-3219.2025.hjs.48.240465

CSTR: 32193.14.hjs.CN31-1342/TL.2025.48.240465

MCNP simulation and optimization of count rate and signal-to-noise ratio in gamma-induced positron annihilation spectroscopy based on $^{157}\text{Gd}(n,\gamma)^{158}\text{Gd}$ reaction

JIANG Xuefeng LIU Ying YAN Ku LI Chunjuan LIU Yina JIAO Tingyu
LI Lihua YANG Ming LI Wei

(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

Abstract [Background] Gamma-induced positron annihilation (GIPA) spectroscopy for material defect characterization faces challenges of low counting rates and insufficient measurement efficiency when using (p,γ) nuclear reaction sources. [Purpose] This study aims to develop an optimized gamma-induced positron annihilation spectrometer based on the $^{157}\text{Gd}(n,\gamma)^{158}\text{Gd}$ reaction, making use of its high thermal neutron cross-section ($\sim 2.54 \times 10^5 \text{ b}$) and high-energy γ -rays (7.9 MeV) to significantly enhance counting rate and signal-to-noise ratio through systematic optimization of target structure, geometric configuration, and shielding design. [Methods] Firstly, Monte Carlo N-Particle (MCNP) simulations were performed to optimize the composite target structure, evaluating various

技术基础科研项目(No.JSJL2023610A001)资助

第一作者: 姜雪峰, 女, 1994 年出生, 2025 年 6 月于中国原子能科学研究院获硕士学位, 现为博士研究生, 研究领域为核技术及应用

通信作者: 杨铭, E-mail: yangming_91@126.com; 李玮, E-mail: liwei@163.com

收稿日期: 2024-11-27, 修回日期: 2025-06-18

Supported by Technology-Fundamental Research Project (No.JSJL2023610A001)

First author: JIANG Xuefeng, female, born in 1994, graduated from China Institute of Atomic Energy with a master's degree in 2025, doctoral student, focusing on nuclear technology and applications

Corresponding author: YANG Ming, E-mail: yangming_91@126.com; LI Wei, E-mail: liwei@163.com

Received date: 2024-11-27, revised date: 2025-06-18

combinations of gadolinium (Gd) and cadmium (Cd) thicknesses to maximize γ -ray yield while completely absorbing residual thermal neutrons. Then, the geometric configuration was systematically investigated by simulating the angular distribution of γ -rays emitted from the $^{157}\text{Gd}(n, \gamma)^{158}\text{Gd}$ reaction and determining the optimal sample orientation (θ) relative to the neutron beam and the optimal scattering angle (α) between the sample and the high-purity germanium (HPGe) detector hence to maximize the detection efficiency of 0.511 MeV annihilation photons. Finally, lead shielding structures with varying thicknesses (0–25 cm) were modeled to quantify the reduction in transmitted γ -ray background and enhance the signal-to-noise ratio at the detector. **[Results]** Simulation results demonstrate that the optimal composite target configuration of 0.05 mm Gd + 1 mm Cd achieves maximum γ -ray production (3.18×10^7 γ -rays per 10^7 incident thermal neutrons) while completely absorbing residual thermal neutrons. The optimized geometric configuration with the sample axis parallel to the neutron beam ($\theta = 0^\circ$) and a scattering angle of $\alpha \geq 90^\circ$ yields an annihilation photon (0.511 MeV) counting rate of $1.42 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{n}^{-1}$ at the detector. With a 15 cm lead shielding thickness, the transmitted γ -ray flux at the detector is significantly reduced from $8.20 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{n}^{-1}$ (unshielded) to $7.06 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{n}^{-1}$, resulting in a signal-to-noise ratio improvement to 1.48. **[Conclusions]** The integration of composite target optimization, strategic geometric configuration and effective lead shielding proposed in this study achieves a 2–3 orders of magnitude reduction in background noise while maintaining high annihilation photon detection efficiency, resulting in a signal-to-noise ratio of 1.48, providing critical engineering solutions for nondestructive characterization of deep material defects (~ 1 cm depth), offering a reliable technical approach for online defect detection in critical components such as aircraft engine blades and enabling dynamic characterization of material microstructure under multi-physics coupling environments.

Key words Thermal neutron capture, Pair production, Positron analysis, Positron annihilation, MCNP simulations

正电子湮没技术是研究材料微观缺陷的一种无损分析测试手段^[1],通过分析正电子湮没行为可以获得湮没位置电子结构、缺陷及动量等信息^[2-5]。通常的正电子湮没实验中,使用的是 β^+ 放射源,如 ^{22}Na ,可发射平均能量在0.5 MeV左右的正电子,其穿透深度受限于材料表层(10~1 000 μm),难以实现材料深层范围(如1 cm深度)的缺陷探测^[6]。近年来,基于高能 γ 射线诱发正电子湮没(Gamma-Induced Positron Annihilation, GIPA)技术通过电子对效应($E_\gamma > 1.022 \text{ MeV}$)在样品内部直接产生正电子,为材料深层范围的缺陷特性分析提供新途径^[7-8]。

当前,GIPA技术在全球范围内已形成多路径协同发展的格局,各技术路线在物理机制与工程应用上呈现显著互补性。德国亥姆霍兹研究中心(Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, HZDR)基于高亮度低发射度电子直线加速器(Electron Linear accelerator with high Brilliance and low Emittance, ELBE)(40 MeV, 1 mA)^[9],通过轫致辐射产生高能 γ 射线(最大能量为6 MeV),并结合寿命-动量关联技术(Age-Momentum Correlation, AMOC),在金属铁退火态研究中实现了108 ps的时间分辨率^[10],其正电子产额达 $1.12 \times 10^{10} \text{ kW} \cdot \text{s}^{-1}$ ^[9]。日本筑波大学利用紫外同步辐射装置-II(Ultraviolet Synchrotron Orbital Radiation Facility-II, UVSOR-II)电子储存环

(750 MeV, 50 mA)与532 nm激光对撞产生康普顿散射光子(单色能量6.6 MeV,脉冲宽度2.2 ps),该谱仪在厚铅靶上获得了88 ps的时间分辨率^[11]。美国爱达荷州立大学依托3 MeV范德格拉夫加速器采用了质子俘获实验方案,该方案的核心是通过 $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ 共振反应(质子能量1.5 MeV)产生级联 γ 射线(2.8/1.78 MeV),在该方案中谱仪系统的时间分辨率最优可达210 ps^[12]。

综上 GIPA 技术,可将 γ 源可主要分为如下三类:1)电子加速器轫致辐射源(如HZDR超导直线加速器^[9-10])与激光康普顿散射源(如日本筑波大学UVSOR-II装置^[11]),这两种 γ 源虽能产生高能 γ 射线,但存在设备复杂、背景辐射高的问题;2)质子俘获核反应源(如美国爱达荷州立大学 $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ 反应^[12]),其通过质子与Al靶发生共振核反应产生的 γ 射线能量(2.8 MeV)接近电子对效应阈值,限制了正电子产额,且透射 γ 射线会降低信噪比;3)热中子俘获反应源(如美国鲍林格林州立大学基于Gd靶的设计^[11]),其具有装置紧凑、计数率高的优势,相关装置处于设计阶段。

在上述热中子俘获反应的 γ 源中,主要通过热中子轰击Gd靶方式产生, $^{157}\text{Gd}(n, \gamma)^{158}\text{Gd}$ 反应因Gd靶的高热中子截面($\sigma = 2.54 \times 10^5 \text{ b}$)^[13]与核反应产生的高能 γ 射线($E_\gamma = 7.9 \text{ MeV}$)展现出较大优势:其 γ 能量远超电子对效应阈值(1.022 MeV),电子对效应截

面随能量呈指数增长(理论电子对效应截面为 $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ 源的2.08倍),可显著提升正电子生成效率。然而,现有谱仪仍面临低计数率(几何布局非最优)与低信噪比(本底干扰)的双重挑战,国内在该方面研究较少。本研究聚焦 $^{157}\text{Gd}(n,\gamma)^{158}\text{Gd}$ 反应的GIPA谱仪优化设计,通过建立蒙特卡罗物理模型^[14-15],系统量化靶厚、样品-探测器几何构型与屏蔽体等参数对计数率及信噪比的影响规律,旨在突破高热中子俘获源的技术瓶颈,为深层范围缺陷动态表征提供高灵敏解决方案。

1 物理模型

热中子俘获诱发正电子湮没谱仪的物理模型如图1所示,该模型主要由热中子源、靶材、样品及探测器四部分构成。其中,靶材直径为1 cm,靶材与样品之间的几何距离为100 cm,样品与探测器之间的距离为80 cm。实验模拟中采用的样品为直径5 cm、高度30 cm的圆柱铅样品,样品轴线与热中子束流方向的夹角为 θ (具体值由§2.2模拟确定),样品轴线与探测器轴线的夹角为康普顿散射角 α (具体值由§2.3模拟确定)。

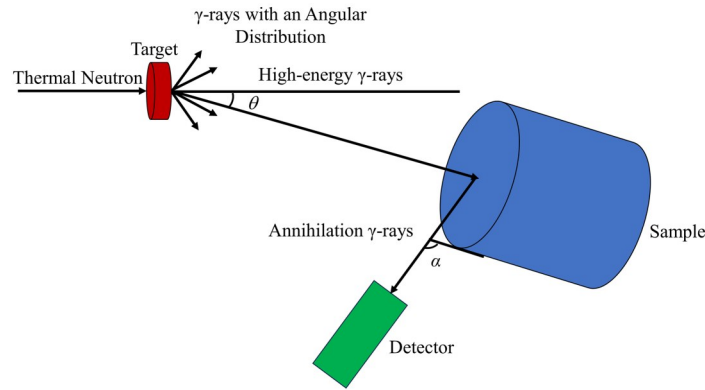


图1 热中子俘获诱发正电子湮没谱仪示意图

Fig.1 Schematic diagram of thermal neutron capture-induced positron annihilation spectrometer

本研究采用蒙特卡罗N粒子输运程序(Monte Carlo N Particle Transport Code, MCNP)生成热中子能谱输入源项,通过设置SDEF ENG=D1 SP1=a b指令,基于SP1卡定义的概率分布函数进行采样,并通过优化参数 a 和 b ,获得如图2所示的热中子能谱。

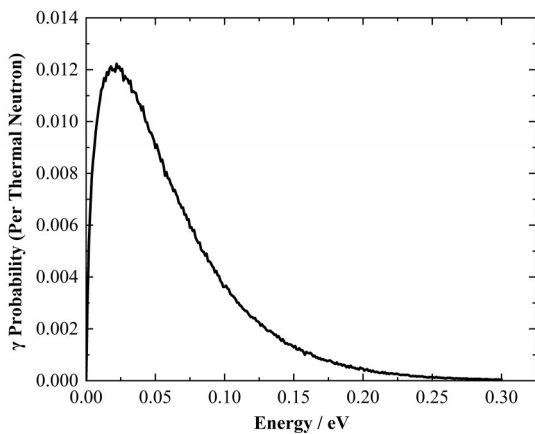


图2 MCNP模拟输出的热中子能谱

Fig.2 Thermal neutron energy spectrum of MCNP simulation output

2 增大计数率

在探测器系统条件和几何条件固定的情况下,

提高谱仪计数率的关键在于提高正电子产额以及增大探测器的计数率^[16]。

一方面,正电子产额主要取决于电子对效应截面 δ_p 和入射 γ 射线的数量。根据电子对效应截面^[2] δ_p 可知,在材料原子序数 Z 一定的情况下,增大电子对效应截面 δ_p 的有效途径是提高 γ 射线的能量 E_γ ,而 γ 射线的能量和数量取决于核反应的类型,因此,核反应所用靶材的选择及靶的结构优化至关重要。此外,核反应生成的 γ 射线具有特定的角分布,样品在不同角度接收 γ 射线的数量的多少会显著影响正电子产额,因此需要通过模拟确定 γ 射线的角分布以优化样品的放置方向。

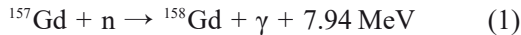
另一方面为提高探测器计数率,需确保尽可能多的 $\gamma_{0.511\text{ MeV}}$ 湮没射线入射至探测器,因此需要考虑湮没 $\gamma_{0.511\text{ MeV}}$ 射线从样品中出射的角度分布特性;同时,高能 γ 射线还会与核外电子发生康普顿散射,所产生的康普顿散射光子进入探测器后产生本底噪声,进而影响湮没 $\gamma_{0.511\text{ MeV}}$ 射线计数率。而不同角度上的散射光子能量不同,因此需研究不同角度上康普顿散射光子能量,以确定探测器位置。

基于以上分析,本研究从以下三个方面展开:1)靶材的选择及靶的结构优化;2)样品放置方向的优

化;3)湮没 $\gamma_{0.511\text{ MeV}}$ 射线从样品中出射的角度分布特性和康普顿散射角 α 对探测器计数率的影响。

2.1 靶的选择与结构的优化

钆(Gd)元素因其极高的热中子俘获截面^[17]而成为基于热中子俘获核反应GIPA技术中 γ 产生靶的首选,尤其是 ^{157}Gd 同位素,在所有稳定同位素中具有最高的热中子俘获截面^[18-19]。当 ^{157}Gd 发生热中子俘获反应时,该反应可释放约7.94 MeV的能量,如式(1)所示。本实验将利用该反应进行相关研究。



在实际应用中,我们必须考虑到热中子与样品的核反应可能引入显著的测量误差,因此,需要确保所有穿过靶的热中子都能被完全吸收。然而需要指出的是,虽然增加靶厚可显著提高中子俘获效率,却也会增强对核反应产生的 γ 射线的吸收效应,从而减少照射样品的 γ 射线数量。为找到靶材厚度与 γ 数量之间的最佳平衡点,我们通过一系列模拟实验,研究了不同厚度靶材对 γ 数量和热中子数量的影响。如图3所示,随着靶材厚度的增加,热中子数量和 γ 射线数量呈现出明显的变化趋势。热中子数量变化曲线显示,随着Gd靶厚度的增加,热中子数量呈降低趋势。当Gd靶厚度小于0.5 mm时,热中子数量几乎呈指数降低;当Gd靶厚为0.5~4 mm范围时,热中子数量变化不明显;当Gd靶厚度为4 mm时,热中子数量降低为0,表明4 mm厚度Gd靶可完全吸收入射的热中子。随着Gd靶厚度增加,产生 γ 数量先升高再降低。当Gd靶厚度为0.03 mm时, γ 数量出现峰值,当Gd靶厚度继续增加时, γ 射线数量逐渐减少。这是因为,随着Gd靶厚度增加超过0.03 mm后,产生的 γ 射线在穿过靶体时与Gd原子的相互作用变得更加频繁,从而阻碍了 γ 射线从靶体中的逸出,导致出射的 γ 射线数量不断降低。从产生最高数量的 γ 射线角度来看,Gd靶厚度为0.03 mm时最优,但此时热中子数量仍处于较高量级。基于图3的分析结果,难以在平衡热中子数量和 γ 数量的同时选定较为合适的Gd靶厚度。为此,本研究引入另外一种广泛应用于热中子屏蔽材料的镉^[20](Cd),将其与Gd形成复合靶来进行研究,进而在不明显降低产生 γ 数量的情况下屏蔽剩余热中子。

本研究选取厚度为0.03 mm的Gd与不同厚度(0.5 mm、0.6 mm、0.7 mm、0.8 mm、0.9 mm、1 mm)的Cd进行组合,开展模拟实验。图4为热中子数量随0.03 mm Gd+不同厚度Cd的曲线,可以看出随着Cd厚度的增加,热中子数量降低。当靶为0.03 mm

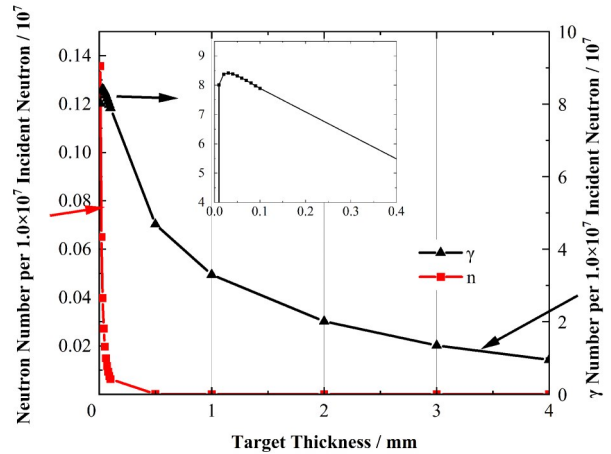


图3 1×10^7 个热中子穿过不同厚度Gd靶的剩余热中子数量及生成的 γ 数量

Fig.3 The remaining thermal neutron number and generated gamma number after 1×10^7 thermal neutrons pass through Gd targets of different thicknesses

Gd+1 mm Cd复合靶时,剩余的热中子数量降至零。为研究这种组合形式对 γ 数量的影响关系,我们进一步选取不同厚度(0.01~0.09 mm,以0.01 mm为递增厚度)的Gd+1 mm Cd进行组合进行研究,结果如图5所示。可以看出,当选择0.05 mm Gd+1 mm Cd复合靶时, γ 射线数量达到最大值,即在 1×10^7 个热中子的照射下,可以产生 3.18×10^7 个 γ 射线。相比之下,4 mm厚Gd靶的 γ 射线产额为 $9.5 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{n}^{-1}$,可看出0.05 mm Gd+1 mm Cd复合靶 γ 射线产额约为4 mm厚Gd靶的3倍。这一结果凸显了复合靶在提高 γ 射线产额方面的显著优势。同时,该复合靶也能够实现对热中子的完全吸收。综上所述,0.05 mm Gd+1 mm Cd复合靶既可屏蔽剩余热中子,又能产生较高的 γ 数量,可作为热中子俘获靶。

2.2 样品位置的确定

待测样品的位置由核反应产生的 γ 射线数量随角度的分布特性决定,应该使待测样品处于 γ 射线数量最多的角度。因此,我们通过上述复合靶产生的 γ 射线数量随角度分布进行了模拟研究,首先以靶心为球心建立球面,热中子束出束方向与靶面垂直,以热中子束流方向为正方向,在球面进行等角度划分,可通过F2计数卡得到 γ 射线数量在 $0^\circ \sim 180^\circ$ 的角分布,结果如图6所示。从图6可以看出,处于 $90^\circ \sim 180^\circ$ 范围内的 γ 射线数量比 $0^\circ \sim 90^\circ$ 区间的 γ 数量略多一些,这是由于复合靶中Cd层对 γ 射线具有一定的阻碍作用。在 $0^\circ \sim 180^\circ$ 范围内的 γ 射线数量变化不明显,基本处于1 400~1 600的范围内。尽管在 $90^\circ \sim 180^\circ$ 的范围内 γ 射线数量稍多,但该角度范围内存在热中子,会对样品中正电子对效应的产生

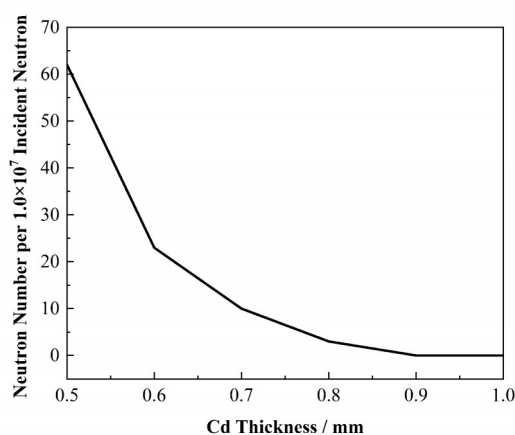


图4 1×10^7 个热中子穿过0.03 mm厚度Gd+不同厚度Cd的剩余热中子数量曲线

Fig.4 Curve of the remaining thermal neutron flux from 1×10^7 thermal neutrons passing through 0.03 mm Gd with different thicknesses of Cd

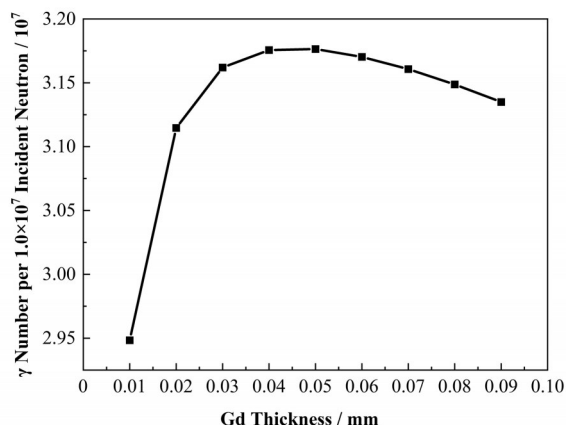


图5 1×10^7 个热中子穿过不同厚度Gd+1 mm厚度Cd的 γ 数量曲线

Fig.5 Curve of gamma flux from 1×10^7 thermal neutrons passing through Gd of varying thicknesses and 1 mm of Cd

及湮没 $\gamma_{0.511 \text{ MeV}}$ 射线的探测都产生影响,因此在实验

中,样品最好处于 $0^\circ \sim 90^\circ$ 角度范围内。通过对 $0^\circ \sim 90^\circ$ 范围内的 γ 射线角分布进行对比,发现 0° 角度方向的 γ 射线数量最多,因此,待测样品可处于热中子束流延长线上的 0° 的方向,以确保实验过程中能够使用尽可能多的 γ 射线进入待测样品。

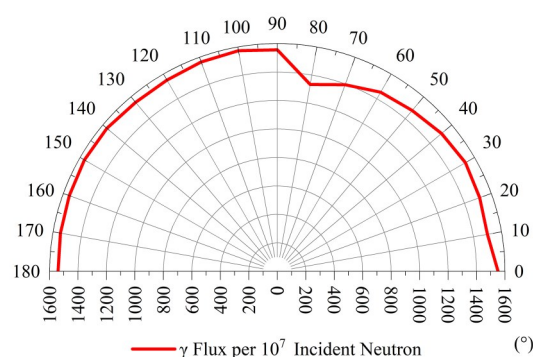


图6 MCNP模拟靶结构热中子俘获生成的 γ 射线 $0^\circ \sim 180^\circ$ 的角分布

Fig.6 Angular distribution of γ ray from 0° to 180° generated by MCNP simulation of thermal neutron capture in the target structure

2.3 散射角 α 对计数率的影响

对于湮没 $\gamma_{0.511 \text{ MeV}}$ 射线,尽管其在产生时各向同性,即在 4π 立体角空间内均匀发射的特性,但在不同散射角 α 下,穿透距离存在差异性,导致 γ 射线在穿透及出射过程中受到的材料自身吸收作用随之改变,进而影响探测结果。此外,散射角 α 还可能显著影响康普顿散射光子等其他光子的能量和数量。为此,我们分别模拟计算了散射角 α 为 90° 、 120° 、 135° 和 150° 时,所有反应事件中 γ 射线(所有 γ 射线)与湮没 $\gamma_{0.511 \text{ MeV}}$ 射线在探测器中的计数。

所有相互作用产生的 γ (全谱 γ 射线)数量、湮没 $\gamma_{0.511 \text{ MeV}}$ 射线数量在探测器中的计数结果见表1。

表1 不同散射角得到的 γ 射线数(Pb样品)
Table 1 Number of photons obtained at different scattering angles (Pb sample)

康普顿散射角 Compton scattering angle / $^\circ$	全谱 γ 射线计数 Full-spectrum γ -ray counts / $\text{cm}^{-2} \cdot \text{n}^{-1}$	湮没 $\gamma_{0.511 \text{ MeV}}$ 射线计数 Annihilation γ -ray (0.511 MeV) counts / $\text{cm}^{-2} \cdot \text{n}^{-1}$
90	1.55×10^{-8}	1.42×10^{-9}
120	1.48×10^{-8}	1.39×10^{-9}
135	1.48×10^{-8}	1.32×10^{-9}
150	1.37×10^{-8}	1.29×10^{-9}

从表1数据可知,当散射角 α 分别为 90° 、 120° 、 135° 和 150° 时,全谱 γ 射线计数和湮没 $\gamma_{0.511 \text{ MeV}}$ 射线计数均没有很大变化,未观察到明显的数量级差异,这说明散射角对探测器计数率的影响可以忽略。

核反应生成的高能 γ 射线射入样品中除发生电子对效应产生能量为0.511 MeV的 γ 光子外,还会产

生较大比例的康普顿散射光子,其能谱呈连续分布,康普顿散射光子能量与入射高能 γ 射线能量 E_γ 和散射角 α 存在一定关系:

$$E_{\gamma, \text{Compton}} = \frac{E_\gamma}{E_\gamma + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos \alpha)} \quad (2)$$

为探究康普顿散射光子对湮没 γ 光子计数的影响,采用热中子与Gd反应产生的最大能量 γ 射线(8 MeV)作为高能入射 γ 射线的能量 E_γ 。通过理论计算,得到8 MeV的 γ 射线在样品中不同散射角下对应的康普顿散射光子能量,如表2所示。

表2 8 MeV γ 射线在不同散射角得到的康普顿散射光子能量

Table 2 Energy of Compton scattered photons obtained at different scattering angles for 8 MeV γ -rays

康普顿散射角 Compton scattering angle / (°)	能量 Energy / MeV
90	0.481
120	0.327
135	0.289
150	0.265

从表2数据可知当散射角 α 大于90°时,8 MeV的 γ 射线在样品中产生的康普顿散射光子能量随角度的增大而减小,且均小于0.511 MeV。因此,在能谱中可将康普顿散射光子与湮没 $\gamma_{0.511 \text{ MeV}}$ 射线清晰区分。这表明高能 γ 射线在样品中的康普顿散射效应不会对探测器测量0.511 MeV湮没 γ 射线的计数造成影响。

3 提高信噪比

核反应产生的高能 γ 射线向 4π 立体角发射,其中一部分可能直接照射到探测器上,造成探测器侧面的透射影响。因此探测器外侧需设置一定厚度的

铅屏蔽层。鉴于现有的高纯锗探测器尺寸为 $15 \text{ cm} \times 40 \text{ cm}$,设置铅屏蔽结构为中心具有通孔的空心圆柱体,空心圆柱体高度58 cm,孔直径为15 cm,拟针对圆柱体厚度开展模拟研究。

我们分别针对厚度为0 cm、10 cm、15 cm、20 cm、25 cm的铅屏蔽层进行蒙特卡罗模拟研究,获得了透射 γ 射线在不同厚度铅屏蔽体中所有反应事件而产生的 γ 射线(透射 γ 射线)及其与屏蔽体产生的湮没 $\gamma_{0.511 \text{ MeV}}$ 光子在探测器中的计数分布,结果如图7所示,详细数据列于表3中。

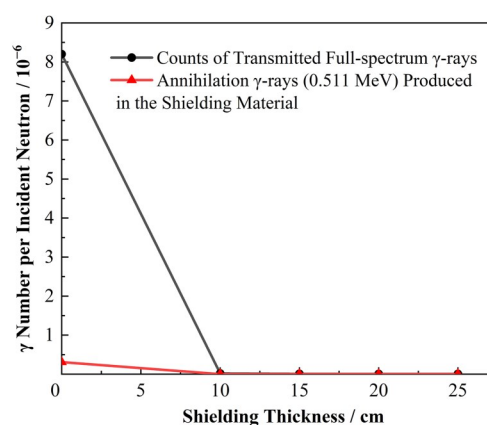


图7 铅屏蔽层厚度与透射至探测器 γ 射线和屏蔽体产生湮没 $\gamma_{0.511 \text{ MeV}}$ 射线计数变化曲线

Fig.7 The variation curve of lead shielding thickness versus the counts of transmitted full-spectrum γ -rays and annihilation γ -rays (0.511 MeV) produced in the shield detected by the detector

表3 不同厚度铅屏蔽后得到的 γ 射线数量
Table 3 Number of photons obtained after shielding with different thicknesses of lead

铅屏蔽厚度 Lead shielding thickness / cm	透射 γ 射线计数 Transmitted γ -ray counts / $\text{cm}^{-2} \cdot \text{n}^{-1}$	湮没 $\gamma_{0.511 \text{ MeV}}$ 射线计数 Annihilation γ -ray (0.511 MeV) counts / $\text{cm}^{-2} \cdot \text{n}^{-1}$
0	8.20×10^{-6}	3.09×10^{-7}
10	1.73×10^{-8}	1.27×10^{-9}
15	7.06×10^{-9}	9.60×10^{-10}
20	6.23×10^{-9}	9.56×10^{-10}
25	6.22×10^{-9}	9.56×10^{-10}

从图7和表3数据可知,随着铅屏蔽层厚度的增加,透射 γ 射线计数和屏蔽体产生的湮没 $\gamma_{0.511 \text{ MeV}}$ 射线计数均呈现显著下降趋势:当铅屏蔽层厚度为0 cm(即无屏蔽)时,透射 γ 射线计数高达 $8.20 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{n}^{-1}$,远大于直接从样品处到达探测器的 γ 射线计数($1.55 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{n}^{-1}$,表1中散射角 $\alpha=90^\circ$ 时全谱 γ 射线计数),这表明无屏蔽状态下 γ 射线透射强度极高。此时屏蔽体中产生的湮没 $\gamma_{0.511 \text{ MeV}}$ 射线计数为 $3.09 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{n}^{-1}$,约为样品中产生的湮没 $\gamma_{0.511 \text{ MeV}}$ 射线计数($1.42 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{n}^{-1}$,表1中散射角 $\alpha=90^\circ$ 时湮没 $\gamma_{0.511 \text{ MeV}}$ 射线计数)100倍,屏蔽体引入的噪声本

底显著高于信号。

当铅屏蔽层厚度为10 cm时,透射 γ 射线计数降至 $1.73 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{n}^{-1}$,屏蔽体中产生的湮没 $\gamma_{0.511 \text{ MeV}}$ 射线计数为 $1.27 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{n}^{-1}$,与无屏蔽体状态相比,透射 γ 射线计数和屏蔽体中产生的湮没 $\gamma_{0.511 \text{ MeV}}$ 射线计数均降低了两个数量级,表明10 cm铅屏蔽层时可有效降低透射 γ 射线的影响,屏蔽体中产生的湮没 $\gamma_{0.511 \text{ MeV}}$ 射线计数与样品中产生的湮没 $\gamma_{0.511 \text{ MeV}}$ 射线计数接近,信噪比(信号计数率/噪声计数率= $(1.42 \times 10^{-9}) / (1.27 \times 10^{-9})$)为1.12。当铅屏蔽层厚度进一步增加至15 cm时,透射 γ 射线计数降至

$7.06 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{n}^{-1}$;屏蔽体中产生的湮没 $\gamma_{0.511 \text{ MeV}}$ 射线计数为 $9.60 \times 10^{-10} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{n}^{-1}$,信噪比(信号计数率/噪声计数率 $= (1.42 \times 10^{-9}) / (9.60 \times 10^{-10})$)提升至1.48。

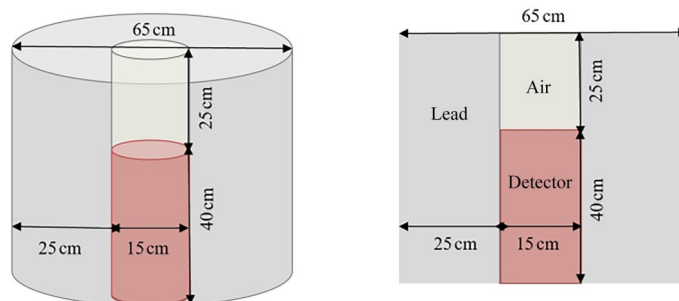


图8 探测器屏蔽示意图
Fig.8 Diagram of detector shielding

综上所述,随着铅屏蔽层厚度的增加,透射 γ 射线计数和屏蔽体中产生的湮没 $\gamma_{0.511 \text{ MeV}}$ 射线计数显著降低。当铅屏蔽层厚度达到10 cm时,两者均降低了约两个数量级,透射 γ 射线计数与来自样品处的计数相当,信噪比为1.12;当屏蔽层厚度增加至15 cm时,透射 γ 射线计数进一步降至 $7.06 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{n}^{-1}$,信噪比提升至1.48。研究表明,尽管来自靶点处的透射 γ 射线强度较高,但通过适当的屏蔽措施可有效减少其干扰,从而提升探测信号的信噪比。

4 结语

本研究基于 $^{157}\text{Gd}(n,\gamma)^{158}\text{Gd}$ 核反应,采用蒙特卡罗模拟方法对 γ 射线诱发正电子湮没技术的计数率及信噪比进行优化设计,系统针对靶结构、待测样品方向及散射角 α 等影响因素开展研究,结果如下:

1)复合靶结构设计方面,模拟计算表明,当采用0.05 mm Gd+1 mm Cd复合靶时,在可实现核反应产生7.9 MeV的 γ 射线数量最大化的同时,又能完全吸收剩余热中子;

2)样品方向优化方面,根据 $^{157}\text{Gd}(n,\gamma)^{158}\text{Gd}$ 核反应 γ 射线的角分布特性,当样品轴向与热中子束流方向平行($\theta=0^\circ$)时,可显著提高 γ 射线在样品中的注量率,同时有效降低热中子造成的本底干扰,从而使样品内部正电子产额达到最优值。

3)探测器散射角确定方面,在散射角 $\alpha \geq 90^\circ$ 的几何配置时,康普顿散射噪声可明显降低,同时湮没 γ 射线计数率可维持在较高水平($1.42 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{n}^{-1}$)。

4)屏蔽体结构设计方面,采用中心通孔式铅屏蔽体结构,当通孔直径与高纯锗探测器晶体直径匹

配($\varnothing 15 \text{ cm}$)、屏蔽体厚度达15 cm以上时,可实现对散射 γ 射线的有效屏蔽,使探测器本底噪声降低2~3个数量级,显著提高信噪比。

铅屏蔽结构示意图如图8所示。

配($\varnothing 15 \text{ cm}$)、屏蔽体厚度达15 cm以上时,可实现对散射 γ 射线的有效屏蔽,使探测器本底噪声降低2~3个数量级,显著提高信噪比。

本研究为发展基于热中子俘获核反应诱发 γ 射线技术的材料深层范围(1 cm)的微观缺陷的无损检测提供了关键设计参数,为航空发动机叶片等关键部件在线缺陷检测、为多物理场耦合环境下材料微观缺陷的动态表征提供可靠的工程解决方案。

作者贡献声明 姜雪峰负责程序开发,结果分析和文章初稿撰写;刘颖参与程序开发;严酷参与结果分析;李春娟、刘毅娜、焦听雨、李立华负责数据支持;杨铭负责文章分析指导,并对文章初稿进行审阅与修改;李玮负责文章的整体设计与指导。

参考文献

- 文海懿,全琪玮,杨炫烨,等.脉冲电流作用下纯铁及RPV钢缺陷修复的正电子湮没研究[J].核技术,2024,47(8): 080203. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2024.hjs.47.080203.
WEN Haiyi, QUAN Qiwei, YANG Xuanye, et al. Positron annihilation study on defect repair of pure iron and RPV steel under electropulsing treatment[J]. Nuclear Techniques, 2024, 47(8): 080203. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2024.hjs.47.080203.
- 滕敏康.正电子湮没谱学及其应用[M].北京:原子能出版社,2000.
TENG Minkang. Positron annihilation spectroscopy and its application[M]. Beijing: Atomic Press, 2000.
- 曹兴忠,宋力刚,靳硕学,等.正电子湮没谱学研究半导体材料微观结构的应用进展[J].物理学报,2017,66(2): 25-38. DOI: 10.7498/aps.66.027801.
CAO Xingzhong, SONG Ligang, JIN Shuoxue, et al.

- Advances in applications of positron annihilation spectroscopy to investigating semiconductor microstructures[J]. *Acta Physica Sinica*, 2017, **66**(2): 25 – 38. DOI: 10.7498/aps.66.027801.
- 4 杨炫烨, 赵文增, 张思敏, 等. 应用正电子湮没谱学研究 CaO 添加对 Al_2O_3 纳米陶瓷烧结过程的影响[J]. *核技术*, 2025, **48**(2): 020201. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2025.hjs.48.240144. CSTR: 32193.14.hjs.CN31-1342/TL.2025.48.240144.
YANG Xuanye, ZHAO Wenzeng, ZHANG Simin, *et al.* Application of positron annihilation to study the effect of calcium oxide addition on the sintering process of alumina nanoceramics[J]. *Nuclear Techniques*, 2025, **48**(2): 020201. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2025.hjs.48.240144. CSTR: 32193.14.hjs.CN31-1342/TL. 2025.48.240144.
 - 5 Run Y E, Bangjiao Y E. Effect of defects on magnetic properties of O^+ -implanted AlN films by positron annihilation spectroscopy[J]. *Nuclear Physics Review*, 2024, **41**(1): 498 – 503. DOI: 10.11804/NuclPhysRev.41.2.023CNPC66.
 - 6 Pujari P K, Sudarshan K, Tripathi R, *et al.* Photon induced positron annihilation spectroscopy: a nondestructive method for assay of defects in large engineering materials [J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 2012, **270**: 128 – 132. DOI: 10.1016/j.nimb.2011.09.011.
 - 7 Selim F. Gamma induced positron annihilation: history, current, and future developments[J]. *Acta Physica Polonica A*, 2017, **132**(5): 1450 – 1456. DOI: 10.12693/aphyspola.132.1450.
 - 8 Selim F A, Wells D P, Harmon J F, *et al.* New positron annihilation spectroscopy techniques for thick materials [J]. *Radiation Physics and Chemistry*, 2003, **68**(3 – 4): 427 – 430. DOI: 10.1016/S0969-806X(03)00249-4.
 - 9 Krause-Rehberg R, Sachert S, Brauer G, *et al.* EPOS: an intense positron beam project at the ELBE radiation source in Rossendorf[J]. *Applied Surface Science*, 2006, **252**(9): 3106 – 3110. DOI: 10.1016/j.apsusc.2005.08.109.
 - 10 Butterling M, Anwand W, Cowan T E, *et al.* Gamma-induced Positron Spectroscopy (GiPS) at a superconducting electron linear accelerator[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 2011, **269**(22): 2623 – 2629. DOI: 10.1016/j.nimb.2011.06.023.
 - 11 Schwengner R, Beyer R, Dönauf F, *et al.* The photon-scattering facility at the superconducting electron accelerator ELBE[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2005, **555**(1 – 2): 211 – 219. DOI: 10.1016/j.nima.2005.09.024.
 - 12 Selim F A, Wells D P, Harmon J F. Positron lifetime measurements by proton capture[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2005, **76**(3): 033905. DOI: 10.1063/1.1863772.
 - 13 Leinweber G, Barry D P, Trbovich M J, *et al.* Neutron capture and total cross-section measurements and resonance parameters of gadolinium[J]. *Nuclear Science and Engineering*, 2006, **154**(3): 261 – 279. DOI: 10.13182/nse05-64.
 - 14 朱海文, 曹国富, 张振宇, 等. n-Gd 俘获测量模拟研究 [J]. *核电子学与探测技术*, 2015, **35**(7): 645 – 649, 661. DOI: 10.3969/j.issn.0258-0934.2015.07.001.
ZHU Haiwen, CAO Guofu, ZHANG Zhenyu, *et al.* Simulation of n-Gd capture measurement[J]. *Nuclear Electronics & Detection Technology*, 2015, **35**(7): 645 – 649, 661. DOI: 10.3969/j.issn.0258-0934.2015.07.001.
 - 15 余少杰, 郝锐, 张静. MCNP 模拟 HP-Ge 探测器效率刻度曲线[J]. *核电子学与探测技术*, 2014, **34**(1): 14 – 16, 71. DOI: 10.3969/j.issn.0258-0934.2014.01.004.
YU Shaojie, HAO Rui, ZHANG Jing. MCNP simulation on the efficiency calibration curve of HP-Ge detector[J]. *Nuclear Electronics & Detection Technology*, 2014, **34**(1): 14 – 16, 71. DOI: 10.3969/j.issn.0258-0934.2014.01.004.
 - 16 王垒, 彭雄刚, 张红强, 等. 正电子湮没寿命测量中干扰信号对谱仪和测量结果的影响[J]. *核技术*, 2023, **46**(6): 060402. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2023.hjs.46.060402.
WANG Lei, PENG Xionggang, ZHANG Hongqiang, *et al.* Influence of interference signals on spectrometer and measurement results in positron annihilation lifetime measurements[J]. *Nuclear Techniques*, 2023, **46**(6): 060402. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2023.hjs.46.060402.
 - 17 National Nuclear Data Center[ED/OL]. <https://www.nndc.bnl.gov/>.
 - 18 Yano T. Measurement of gamma-ray production from thermal neutron capture on gadolinium for neutrino experiments[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2017, **845**: 425 – 428. DOI: 10.1016/j.nima.2016.06.084.

- 19 Hagiwara K, Yano T, Tanaka T, *et al.* Gamma-ray spectrum from thermal neutron capture on gadolinium-157 [J]. Progress of Theoretical and Experimental Physics, 2019, **2019**(2): 023D01. DOI: 10.1093/ptep/ptz002.
- 20 李义国, 夏普, 高永春, 等. 特殊中子束流装置特性研究 [J]. 原子能科学技术, 2004, **38**(S1): 31 - 33. DOI: 10.3969/j.issn.1000-6931.2004.z1.009.
- LI Yiguo, XIA Pu, GAO Yongchun, *et al.* Study on characteristics of special neutron beam device[J]. Atomic Energy Science and Technology, 2004, **38**(S1): 31 - 33. DOI: 10.3969/j.issn.1000-6931.2004.z1.009.