

基于蒙特卡罗方法的 BNCT-SPECT 系统的 信号/本底特性研究

季一尘^{1,2,3} 郑 俞^{1,3} 梁天骄^{1,2,3,4}

1(中国科学院高能物理研究所 北京 100049)

2(中国科学院大学 北京 100049)

3(散裂中子源科学中心 东莞 523800)

4(粤港澳中子散射科学技术联合实验室 东莞 523800)

摘要 硼中子俘获疗法(Boron Neutron Capture Therapy, BNCT)作为一种高效的肿瘤靶向治疗技术,其疗效已得到验证。治疗过程中硼剂量分布的实时监测是当前 BNCT 临床应用亟待突破的关键瓶颈,其测量精度直接关系到治疗效果与安全性。基于 $^{10}\text{B}(\text{n}, \alpha)^7\text{Li}$ 反应释放 478 keV 瞬发 γ 射线的特性,采用单光子发射计算机断层成像(Single-Photon Emission Computed Tomography, SPECT)技术探测该 478 keV γ 射线,有望解决 ^{10}B 剂量监测难题。然而, BNCT 治疗产生的强中子- γ 混合辐射场引发的高本底环境,严重制约了 BNCT-SPECT 系统的临床应用。本研究针对蒙特卡罗方法在 BNCT-SPECT 系统探测器的脉冲高度谱计算中存在的效率低下、统计性不足的难题,提出了一套甄别信号/不同来源本底的探测器脉冲高度谱(Pulse Height Spectrum, PHS)的分步接续计算方法,即分别计算每个源的 PHS,然后将其叠加以获得总频谱,大幅度提升了计算效率与精度,实现了对目标信号及本底来源的定量解析。模拟结果显示:本文设计的 BNCT-SPECT 系统中, 478 keV 能道总计数率为 6.83 s^{-1} , 其中 $^{10}\text{B}(\text{n}, \alpha)^7\text{Li}$ 反应贡献占比为 53%(含肿瘤区域 29%、正常组织 24%);最大本底来源于 $^1\text{H}(\text{n}, \gamma)^2\text{D}$ 反应产生的 2.223 MeV γ 射线的康普顿散射,占比达 33%;探测器材料吸收中子产生的瞬发 γ 射线贡献 2%;其他杂散 γ 射线贡献约 12%。值得注意的是, 2.223 MeV γ 射线产生的本底贡献中约 71% 为穿透准直器孔壁斜入射进入探测器,揭示可通过优化准直器参数进一步抑制该项本底。

关键词 BNCT-SPECT, 蒙特卡罗, 脉冲高度谱, 源项

中图分类号 TL816

DOI: 10.3724/j.0253-3219.2026.hjs.49.250186

CSTR: 32193.14.hjs.CN31-1342/TL.2026.49.250186

Monte Carlo-based study on signal and background characteristics of BNCT-SPECT systems

JI Yichen^{1,2,3} ZHENG Yu^{1,3} LIANG Tianjiao^{1,2,3,4}

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

2(University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

3(Spallation Neutron Source Science Center, Dongguan 523800, China)

4(Guangdong-Hong Kong-Macao Joint Laboratory for Neutron Scattering Science and Technology, Dongguan 523800, China)

粤港澳中子散射科学技术联合实验室(No.2019B121205003),广东省珠江人才计划引进创新创业团队(No.2017ZT07S225),广东省基础与应用基础研究基金、区域联合基金重点项目(No.2022B1515120035)资助

第一作者:季一尘,男,2000年出生,2025年于中国科学院大学获硕士学位,研究方向为核技术及应用

通信作者:郑俞, E-mail: zhengyu@ihep.ac.cn; 梁天骄, E-mail: liangtj@ihep.ac.cn

收稿日期: 2025-04-28, 修回日期: 2025-11-22

Supported by Guangdong-Hong Kong-Macao Joint Laboratory for Neutron Scattering Science and Technology (No.2019B121205003), Guangdong Pearl River Talent Program for Introducing Innovative and Entrepreneurial Teams (No.2017ZT07S225), and Guangdong Basic and Applied Basic Research Foundation, Regional Joint Fund Key Project (No.2022B1515120035)

First author: JI Yichen, male, born in 2000, graduated from University of Chinese Academy of Sciences with a master's degree in 2025, focusing on nuclear technology and applications

Corresponding author: ZHENG Yu, E-mail: zhengyu@ihep.ac.cn; LIANG Tianjiao, E-mail: liangtj@ihep.ac.cn

Received date: 2025-04-28, revised date: 2025-11-22

Abstract [Background] Boron Neutron Capture Therapy (BNCT) is an effective targeted radiotherapy technique, but real-time monitoring of boron dose distribution during treatment remains a critical challenge. The strong neutron-gamma mixed radiation field in BNCT creates a high-background environment, significantly limiting the practical application of BNCT-SPECT systems based on detecting 478 keV prompt gamma rays from the $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ reaction. [Purpose] This study aims to develop an efficient simulation approach that quantitatively analyzes the signal and background contributions to the pulse height spectrum (PHS) of BNCT-SPECT detectors, thereby improving computational efficiency and accuracy. [Methods] A Monte Carlo-based Benchmark geometry model of the BNCT-SPECT system was firstly established, including a simplified head phantom, tumor, collimator, detector, shielding structure, and treatment room. Then, four different gamma ray sources contributing to the detector's 478 keV energy channel were identified based on their physical generation processes: 478 keV gamma rays from $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ reactions, 2.223 MeV gamma rays from $^1\text{H}(\text{n},\gamma)^2\text{D}$ reactions, prompt gamma rays from neutron capture in detector materials, and stray gamma rays from neutron capture in other materials. Finally, a stepwise calculation method was developed to generate intermediate source terms for each contribution using variance reduction techniques, and the PHS for each source was calculated separately and then superimposed to obtain the total spectrum. [Results] Simulation results show that the total count rate in the 478 keV energy window is 6.83 s^{-1} (Counts per Second, CPS), with 53% (3.63 s^{-1}) originating from the $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ reaction, including 29% (2.01 s^{-1}) from tumor tissue and 24% (1.62 s^{-1}) from normal brain tissue. The primary background contribution of 33% (2.28 s^{-1}) comes from Compton scattering of 2.223 MeV gamma rays generated by the $^1\text{H}(\text{n},\gamma)^2\text{D}$ reaction, with approximately 71% of this background penetrating through the collimator walls via oblique incidence. Neutron-induced gamma rays in detector materials contribute 2% (0.12 s^{-1}), while other stray gamma rays contribute 12% (0.8 s^{-1}). The stepwise calculation method reduces computational time from days to hours while maintaining comparable statistical accuracy, with the 478 keV energy channel count rates from direct calculation and stepwise calculation being 6.66 s^{-1} and 6.83 s^{-1} , respectively. [Conclusions] The simulation calculation method for PHS for BNCT-SPECT detectors proposed in this study can distinguish between signal and background sources, enables quantitative analysis of pulse height spectra from different γ sources, providing a reference for further practical applications.

Key words BNCT-SPECT, Monte Carlo, Pulse height spectrum, Source term

全球已有30多个国家广泛开展了硼中子俘获疗法(Boron Neutron Capture Therapy, BNCT)相关研究,我国BNCT发展迅速,已运营、在建和拟建项目已超10家。BNCT能够在有效杀灭肿瘤细胞的同时较大程度地保护周围正常组织,是一种极具发展前景的精准放射治疗技术^[1]。然而,现有硼剂量测量方法^[2-4]难以实时反映治疗时的真实分布,导致治疗剂量存在偏差,严重影响治疗精准度及效果。针对这一问题,Kobayashi等^[5]于2000年首次提出基于单光子发射计算机断层成像(Single-Photon Emission Computed Tomography, SPECT)的硼剂量在线监测系统(BNCT-SPECT),其利用 ^{10}B 吸收中子后原位发射478 keV γ 射线的特性,结合SPECT技术对该478 keV γ 射线进行无创、实时监测。尽管该技术优势明显,但相比常规SPECT,BNCT-SPECT面临两大关键挑战。挑战一是强本底干扰:SPECT在BNCT治疗时工作于强中子及 γ 射线混合场, ^{10}B 吸收中子产生的478 keV γ 射线能量完全沉积于SPECT探测器时,将在探测获得的 γ 射线能谱的

478 keV能道增加一个计数。此外,中子与病人体内其他核素、治疗室结构材料、SPECT组件等材料相互作用产生的更高能量 γ 射线,也可能在SPECT探测器中部分沉积能量,在探测获得的 γ 射线能谱的478 keV能道增加一个本底计数。此外,治疗过程中产生的高能 γ 射线可通过正电子湮灭产生511 keV光子,与478 keV能量相近,在探测器能量分辨不足时也构成本底来源。挑战二是空间分辨能力不足:入射中子通量为 $1\times 10^9\text{ n}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ 时,临床硼浓度 $(20\sim 40)\times 10^{-6}$ 的目标 γ 射线发射率对应常规SPECT显像剂 $^{99\text{m}}\text{Tc}$ (典型活度740 MBq)低约一个数量级,系统须在探测灵敏度和空间分辨率之间平衡。因此,尽管国际上多团队开展了BNCT-SPECT系统原型的研发^[6-9],并取得了一定的理论研究结果^[10-14],但图像信噪比均未达到理想水平,低信噪比已成为制约该系统实际应用的主要障碍。

针对BNCT-SPECT系统中由中子- γ 混合辐射场引起的强本底问题,2018年,Altieri等^[15]分析了治疗室内中子与 γ 通量场空间分布特征,计算了 ^{10}B 、 ^1H 等

核素以及探测器材料的中子俘获反应率。为简化计算,模拟中当粒子进入治疗室墙体时即终止粒子输运,该处理方式忽略了墙体散射中子以及建筑材料俘获中子产生的 γ 射线的贡献,导致对本底的低估。2022年,Murata^[9]模拟分析了由 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应的478 keV γ 射线、探测器材料俘获中子产生的 γ 射线、治疗室内除探测器、 ^{10}B 外其余材料吸收中子产生的 γ 射线在探测器处的响应。但研究未对不同本底来源的贡献进行细分,采用的计算方法介绍不详。

BNCT-SPECT技术的研发虽面临重大技术挑战,但其应用前景广阔。本研究基于蒙特卡罗方法重点开展BNCT-SPECT信号/本底特性研究,提出了一种高效的BNCT-SPECT系统脉冲高度谱(Pulse Height Spectrum, PHS)的信号与本底的计算方法。基于该方法实现了对探测器目标信号及本底来源的定量解析,并研究了抑制本底的可能措施。

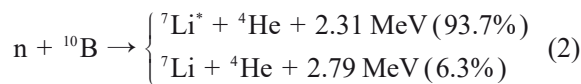
1 方法及模型

1.1 BNCT-SPECT原理

BNCT不同组织的 ^{10}B 吸收剂量(以局部硼剂量表征)是一个积分量,反映了从照射开始到当前时刻的累积剂量。其表达式为:

$$D_{\text{boron}} = W_c \int 5.76 \times 10^{-7} \times \varphi(t, r) \times \sigma \times N_B(t, r) \times E_T \quad (1)$$

式中: $\varphi(t, r)$ 、 $N_B(t, r)$ 、 σ 分别表示中子通量、硼浓度及 ^{10}B 吸收中子截面; W_c 为硼剂量的复合生物效应值; E_T 为反应释放的能量; 5.76×10^{-7} 为单位转换系数。辐照过程中由于患者体内 ^{10}B 的持续代谢,会随时间动态变化,难以通过简单的实验手段进行实时测量。 ^{10}B 吸收中子后发射 α 粒子及Li核(式(2)),93.7%的Li核处于激发态,并通过发射能量为478 keV γ 射线的方式退激。



因此,BNCT治疗过程中,478 keV γ 射线发射率与 ^{10}B 的中子俘获反应率直接相关,这一特性为实时治疗监测提供了可能。BNCT-SPECT正是利用这一特点,将SPECT技术应用于探测 $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应释放的478 keV γ 射线空间分布,重建硼剂量三维图像,实现治疗期间 ^{10}B 剂量分布的定量定位。其工作原理如图1所示。

1.2 蒙特卡罗模拟几何模型

基于文献[9]的研究,本文构建了一个经准直器

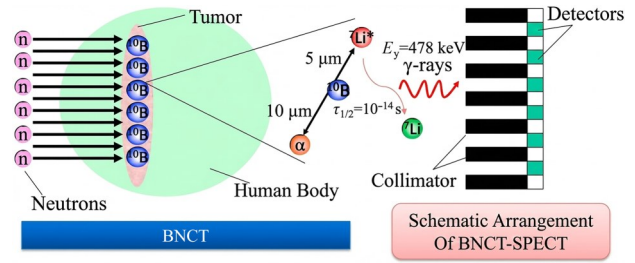


图1 BNCT-SPECT系统探测原理示意图^[16](彩图见网络版)
Fig.1 Diagram of detection principle of BNCT-SPECT system^[16] (color online)

参数和屏蔽设计优化后的BNCT-SPECT蒙特卡罗中子学基准几何模型(图2)。该基准几何模型由以下几个核心部件组成:直径20 cm的头颅、直径3 cm的肿瘤、SPECT探测系统(包括:SPECT的准直器、探测器及屏蔽体)和治疗室墙体。其中,准直器与头颅之间间隔5 cm。这些部件共同构成了BNCT治疗过程中SPECT所处环境,为后续的信号/本底特性研究提供了较真实的模拟环境。

1.2.1 头颅

本文旨在研究BNCT-SPECT系统的信号/本底特性,因此采用了简化的头颅几何(图3):包括肿瘤和人脑组织。表1为头颅元素组成,主要包括氢、碳、氮、氧等元素。几何参数:头颅为直径20 cm的球体,球心位于坐标系原点(0,0,0);肿瘤为直径3 cm的球体,中心坐标为(0,0,5.5)。硼浓度分布:基于临床常见病例的统计数据,设定肿瘤区域的硼浓度为 2.4×10^{-5} ,正常组织硼浓度为 6.85×10^{-6} (肿瘤与正常组织的硼浓度比(Tumor-to-Normal ratio, T/N)为3.5^[9])。中子源项参数:参照文献[9],本文选取10 keV单能平行中子束进行模拟;临床使用的中子束流直径通常为8~15 cm,以确保充分覆盖肿瘤区域并降低周围正常组织的辐射损伤,本文中肿瘤直径较小(3 cm),我们选择束斑直径10 cm的平行中子束照射,中子通量为 $1 \times 10^9 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

1.2.2 SPECT准直器

SPECT准直器几何配置如图4所示。该准直器准直方向与中子入射方向垂直,包含了8×8阵列排布的准直孔,准直材料为钨,总长度26 cm,准直孔孔径3.5 mm,孔中心间距4 mm,可满足5 mm量级空间分辨率的要求。

1.2.3 SPECT探测器

BNCT-SPECT系统探测器主要有闪烁体(BGO (Bismuth Germanate, $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$)、GAGG (Cerium-doped $\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$)、NaI)和半导体(高纯锗(High Purity Germanium, HPGGe)、碲锌镉(Cadmium Zinc Telluride, CZT))等可选方案。各探测器性能比较如

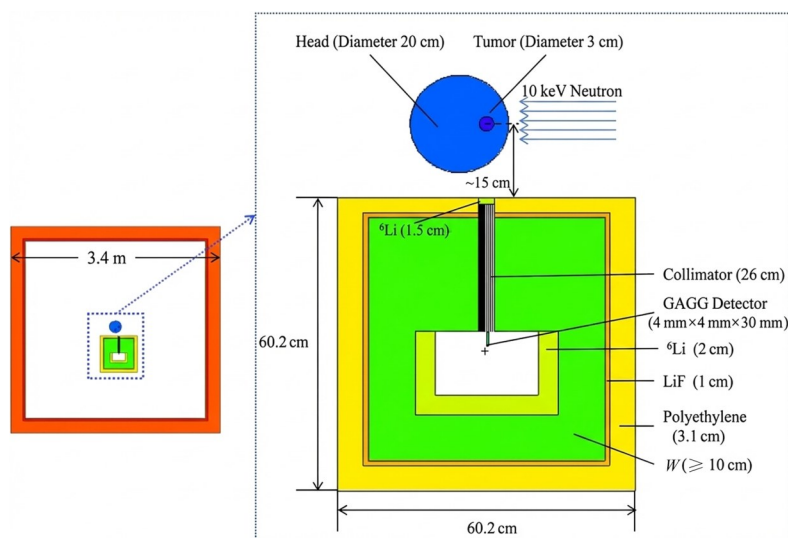


图2 BNCT-SPECT探测系统及治疗室的蒙特卡罗中子学几何模型(垂直截面)(彩图见网络版)
Fig.2 Monte Carlo neutron model for BNCT-SPECT detection system and treatment room (vertical cross-section) (color online)

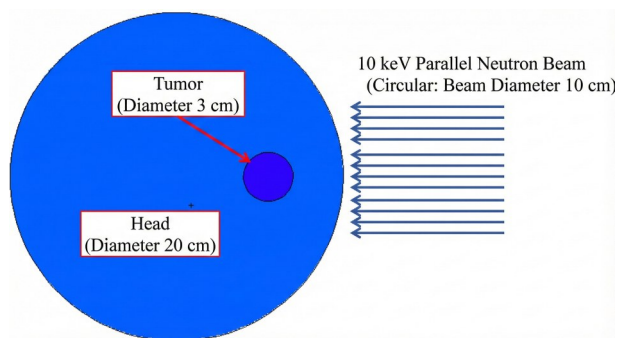


图3 人体头模蒙特卡罗中子学几何模型示意图(垂直截面)
Fig.3 Diagram of Monte Carlo neutronics geometry model of human head phantom (vertical cross-section)

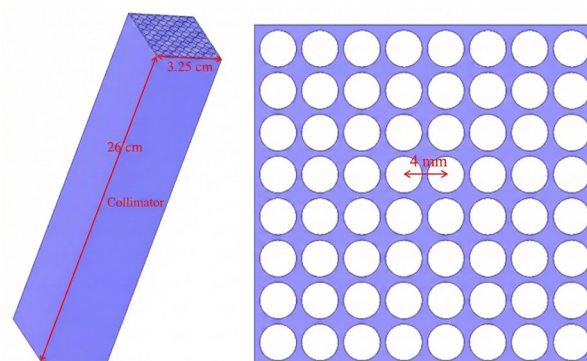


图4 准直器蒙特卡罗中子学几何模型示意图
Fig.4 Diagram of Monte Carlo neutronics geometry model of collimator

表1 头颅元素组成
Table 1 Elemental composition of the head

原子序数 Z	元素	质量百分比
Atomic number Z	Element	Mass percentage of elements / %
1	H	10.7
6	C	14.5
7	N	2.2
8	O	71.2
11	Na	0.2
15	P	0.4
16	S	0.2
17	Cl	0.3
19	K	0.3

下:1)抗中子辐照方面,闪烁体优于易受中子活化的半导体探测器;2)478 keV γ 射线探测效率方面,GAGG和BGO最佳,CZT、NaI和HPGe次之;3)能量分辨率方面,HPGe和CZT最优,GAGG(4%~5% @ 662 keV)近年取得较好进展;4)工程适用性方面,

HPGe需液氮冷却受限严重。综合考量,基于GAGG兼具高的探测效率及良好的能量分辨率的优势,选择其作为探测器材料,具体参数为:探测器单元的入射端面尺寸为4 mm×4 mm,长度30 mm。该探测器单元的能量分辨率可达到4.5% @ 662 keV, 478 keV的探测器本征效率为21%。

1.2.4 SPECT屏蔽体

BNCT-SPECT探测系统工作于强中子/强 γ 混合辐射场中,准直器和探测器周围须采用多重屏蔽层进行屏蔽。本文SPECT屏蔽体由外向内包含以下4层复合结构(图5的1~4):

1—慢化层:3.1 cm厚的聚乙烯,用于慢化杂散中子;

2—中子吸收层:1 cm厚的氟化锂,用于吸收经聚乙烯慢化后的中子,减少屏蔽体及准直器俘获中子释放的 γ 射线;

3— γ 射线屏蔽层:10 cm及以上的钨,用于吸收和屏蔽杂散 γ 射线;

4—中子吸收层：2 cm 厚的 ^6Li ，吸收剩余热中子，减少进入探测器的中子数量。

此外，准直器入射面前端放置了 1.5 cm 厚的 ^6Li （图 5 中标记为 5），该锂层几乎不影响 478 keV γ 射线穿透的同时高效吸收热中子，减少通过准直孔孔道进入探测器的热中子，从而降低探测器(n, γ)产生的 γ 射线本底。针对 10 keV 平行单能中子束（束斑直径 10 cm，通量 $1 \times 10^9 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ）的辐射条件，屏蔽体设计目标为：到达探测器的杂散中子、杂散 γ 射线衰减至少三个量级，其引入本底贡献低于目标信号。

治疗室墙体由三层材料组成，从内到外依次为：1 cm 厚的镉，用于吸收低能中子；3 cm 厚的铅，用于屏蔽 γ 射线；20 cm 厚的混凝土。

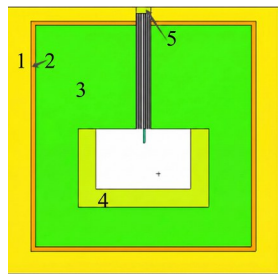


图5 SPECT屏蔽体蒙特卡罗中子学模型示意图

1—慢化层, 2—中子吸收层, 3— γ 射线屏蔽层, 4—中子吸收层, 5—1.5 cm 厚的 ^6Li

Fig.5 Diagram of Monte Carlo neutronics model of SPECT shielding

1—Moderator layer, 2—Neutron absorption layer, 3— γ ray shielding layer, 4—Neutron absorption layer, 5—1.5 cm thick ^6Li

1.3 模拟方法

1.3.1 目标信号与本底信号产生的物理过程

经分析，对探测器 478 keV 能道产生贡献的 γ 射线来源可归纳为以下 4 类：来源 1 为 $^{10}\text{B}(\text{n}, \alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的 478 keV 特征 γ 射线；来源 2 为头颅 ^1H 吸收中子释放的 2.223 MeV γ 射线；来源 3 为探测器材料的 Ga、Gd 等核素俘获中子产生的瞬发 γ 射线；来源 4 为包括屏蔽体、准直器、治疗室墙体等俘获中子产生的 γ 射线。本文中，目标信号为肿瘤 ^{10}B 及周边正常组织产生的 478 keV γ 射线，来自来源 1，其余三类均为本底信号来源。

来源 1 的探测涉及以下物理过程：1) 超热中子入射人体组织并慢化；2) 慢化后的热中子与组织中的 ^{10}B 核素反应释放 478 keV γ 射线；3) 478 keV γ 射线未与人体组织和准直器相互作用，直接到达探测器；4) 478 keV γ 射线在探测器通过光电效应等相互作用机制完全沉积能量，计数于脉冲高度谱 478 keV 道。

来源 2 在探测器 478 keV 能道产生贡献的物理

过程如下：1) 超热中子入射人体组织并慢化；2) 头颅 ^1H 元素通过 $^1\text{H}(\text{n}, \gamma)^2\text{D}$ 反应释放 2.223 MeV γ 射线；3) 2.223 MeV γ 射线进入探测器方式有直接入射（从准直孔孔道进入）、斜入射（穿透准直孔孔壁斜入射进入）和穿过 SPECT 屏蔽体入射；4) 在探测器内仅沉积部分能量（约 478 keV）后逃逸出探测器，计数于脉冲高度谱 478 keV 道。

来源 3 在探测器 478 keV 能道产生贡献的物理过程如下：1) 超热中子入射人体组织；2) 中子与组织中元素发生散射后离开头颅；3) 杂散中子通过从准直孔孔道、穿透准直孔孔壁斜入射、穿过 SPECT 屏蔽体等方式到达探测器边界；4) 杂散中子在探测器内继续输运，被探测器材料俘获释放产生瞬发 γ 射线；5) 瞬发 γ 射线在探测器内部仅沉积约 478 keV 能量后逃逸出探测器，计数于脉冲高度谱 478 keV 道。

来源 4 在探测器 478 keV 能道产生贡献的物理过程如下：1) 超热中子入射人体组织；2) 中子与组织中元素发生散射后离开头颅；3) 杂散中子被治疗室内包括屏蔽体、准直器、治疗室墙体等材料俘获释放出杂散 γ 射线；4) 杂散 γ 射线穿透 SPECT 屏蔽体或准直器到达探测器边界；5) 在探测器内仅沉积部分能量（约 478 keV）后逸出探测器，计数于脉冲高度谱 478 keV 道。

1.3.2 不同来源的源项的计算方法

本文基于前述基准模型，采用美国洛斯阿拉莫斯国家实验室 (Los Alamos National Laboratory) 开发的 MCNPX (Monte Carlo N-Particle eXtended) 2.5.0 通用粒子输运程序^[17]进行模拟计算。该程序集成了多种先进的核反应物理模型和截面数据库，能够精确模拟粒子在物质中的输运过程及各类相互作用。计算过程中采用了 ENDF/B-VI 评价核数据库以确保数据的可靠性。

真实 BNCT 治疗的输运过程涉及中子-光子在治疗室内复杂几何、准直器大的长径比、探测器周围厚屏蔽的耦合输运、光子在探测器中的能量沉积等复杂物理过程；同时 SPECT 探测器屏蔽层需有效阻挡了绝大部分杂散中子及杂散 γ 射线，导致了模拟杂散辐射对脉冲高度谱的贡献计算效率低下、统计性不足^[18]。根据上述不同来源 γ 射线在探测器 478 keV 能道产生贡献的物理过程，采用生成中间过程的 γ /中子源项，分步接续计算的方法来提高模拟效率及精度。

对不同 γ 射线来源选取了不同的物理中间过程产生二次源项。

1) 对于来源 1 和来源 2 这类在头颅内产生的 γ 射线，由于中子束直接照射头颅，通过中子-光子耦

合输运可获取头颅内具有良好统计性、高精度空间离散化分布的 γ 源项(源项1(478 keV)与源项2(2.223 MeV),对应来源1、来源2物理过程中的步骤2完成);

2)对于来源3,计算产生进入探测器边界的中子面源(源项3,对应来源3物理过程的步骤3完成),该计算的难点在于需采用多种减方差技术确保获得统计可靠的中子面源;

3)对于来源4,计算产生进入探测器边界的高精度 γ 射线面源(源项4,对应来源4物理过程的步骤4完成),对于这类广泛分布于BNCT治疗室全域的杂散 γ 射线,也需采用多种减方差技术确保该 γ 射线面源的统计性。

上述源项1~4的具体计算生成方法描述如下。

源项1及源项2:自主开发了基于网格概率抽样的源项子程序,具有自定义网格划分、能谱-空间耦合抽样、空间分布调整等功能,基于该源项子程序与头颅内部各核素的中子俘获反应率空间分布,生成源项1及源项2。相比MCNPX的SDEF卡源项,源项子程序自动化程度高,可高精度离散化复现空间、能量分布复杂的源项,并采用与SDEF卡源项对比计算的方法进行了验证。

源项3:我们采用了一套高效减方差策略以获取高精度中子面源。

1)权窗生成,采用 on-the-fly 全局减方差(Global Variance Reduction, GVR)^[19]结合MCNPX内置权窗生成功能,以SPECT探测器的中子通量为优化目标,获得促使中子有效输运至探测器的高效权窗参数。

2)面源生成,基于优化权窗进行输运计算,利用SSW(Surface Source Write)卡记录进入探测器边界中子信息,生成中子面源文件。

源项4:1)权窗生成:中子光子耦合输运时,将肿瘤、头颅和探测器的光子重要性设置为0,中子重要性为1,其他区域光子、中子重要性为1。采用 on-the-fly GVR 全局减方差方法结合MCNPX内置权窗生成功能,以SPECT探测器的光子通量为优化目标,获得促使杂散光子有效输运至探测器的高效权窗参数。2)面源生成:基于优化权窗进行输运计算,利用SSW卡记录进入探测器边界 γ 射线信息,生成 γ 面源文件。

基于上面的源项1~4,接续计算获取了4种来源的探测器脉冲高度谱(图8),叠加4种源项的模拟结果即为总的PHS。为验证分步接续计算方法的可靠性,同时也进行了不采用中间二次源项的蒙特卡罗直接计算获取了总PHS。直接计算与分步接续计算

获得的478 keV能道的计数率(Counts per Second, CPS)分别为6.66与6.83,计算结果相近。此外,进一步比较了4个特征能量区间的总计数率:219~497 keV(78 s⁻¹ vs. 79 s⁻¹)、0.517~1.03 MeV(75 s⁻¹ vs. 73 s⁻¹)、1.05~1.73 MeV(94 s⁻¹ vs. 92 s⁻¹)以及1.75~2.223 MeV(54 s⁻¹ vs. 54 s⁻¹),结果吻合良好,表明了生成的中间源项以及分步接续计算方法的正确性。分步接续计算相比直接计算在相当统计性水平下,将计算时间从数天缩短至数小时,计算效率提升一个以上数量级。

2 结果分析

2.1 原初源项模拟分析

图6显示了中子与人体头颅组织核素发生俘获反应所生成的瞬发 γ 射线能谱分布。图中能够清晰观察到30余个明显光峰值。其中,由于氢(H)元素在人体组织中的高浓度及较大的中子俘获截面,2.223 MeV γ 射线强度较高,这可能对基于478 keV γ 射线的SPECT重建造成较大的本底干扰。尽管¹⁰B在体内浓度较低,478 keV处仍呈现显著的 γ 射线,这一峰值对应于¹⁰B(n, α)⁷Li反应产生的特征 γ 射线,表明通过探测478 keV γ 射线实现在线剂量监测是可能的。

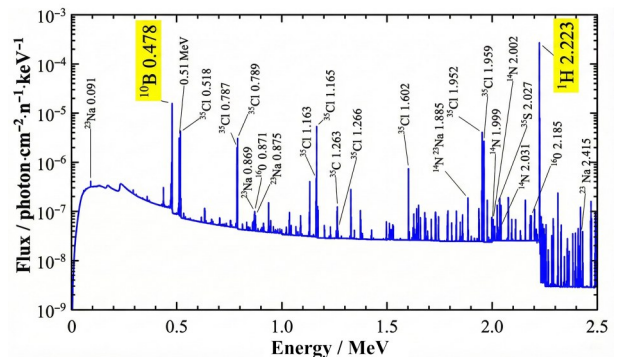


图6 头颅内部核素吸收中子产生的瞬发 γ 射线
Fig.6 Prompt γ rays produced by neutron absorption by isotopes inside the head

本文对头颅内三种重要特征 γ 射线的空间产生率(478 keV、511 keV、2.223 MeV)进行了模拟,每个网格尺寸为0.5 cm×0.5 cm×0.5 cm(图7)。表2列出了头颅肿瘤及周围正常组织的中子总通量、¹⁰B(n, α)⁷Li及¹H(n, γ)²D的反应率,为后续分析提供重要源项依据。

图7显示,肿瘤区域的¹⁰B反应率高于正常组织。与此同时,2.223 MeV γ 射线产率的空间分布与热中子通量的分布几乎完全一致,这是由于人体内

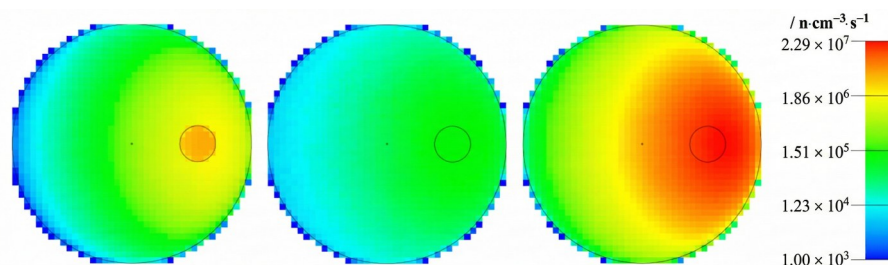
图7 头颅内部478 keV、511 keV、2.223 MeV γ 射线的单位体积反应率的空间分布(彩图见网络版)Fig.7 Spatial distribution of reaction rate per unit volume for 478 keV, 511 keV, and 2.223 MeV γ rays inside the head (color online)

表2 肿瘤及周围正常组织总通量及总反应率

Table 2 Total neutron flux and total reaction rates of $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ and $^1\text{H}(\text{n},\gamma)^2\text{D}$ in the tumor and surrounding tissue

部位 Region	中子注量率 Neutron flux $/\text{n}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$	$^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$		$^1\text{H}(\text{n},\gamma)^2\text{D}$	
		单位体积反应率 Reaction rate per unit volume $/\text{n}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$	总反应率 Total reaction rate $/\text{n}\cdot\text{s}^{-1}$	单位体积反应率 Reaction rate per unit volume $/\text{n}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$	总反应率 Total reaction rate $/\text{n}\cdot\text{s}^{-1}$
肿瘤 Tumor	1.51×10^9	5.21×10^6	7.36×10^7	2.00×10^7	2.82×10^8
头颅正常组织 Normal brain tissue	2.84×10^8	2.42×10^5	1.01×10^9	3.25×10^6	1.36×10^{10}

的H原子分布相对均匀的缘故。值得注意的是,2.223 MeV γ 射线的总反应率是478 keV γ 射线总反应率的约12.8倍,这是因为头颅组织中 ^1H 的高浓度,且 ^{10}B 主要集中于肿瘤。

2.2 探测器信号/本底脉冲高度谱模拟分析

2.2.1 不同 γ 来源的脉冲高度谱模拟结果

接续计算模拟获取的4种 γ 来源在探测器处的PHS结果如图8所示,来源1~4的PHS分别为蓝色、绿色、黑色及青色曲线。4种来源PHS的叠加(红色曲线)完整表征了探测器在0~3 000 keV能量范围内的脉冲高度谱特征, $^{10}\text{B}(\text{n},\alpha)^7\text{Li}$ 反应产生的478 keV特征峰清晰可见。相比来源1的蓝色曲线,478 keV峰的基线抬高、峰谷比降低,这主要由于2.223 MeV

γ 射线的康普顿散射连续谱叠加。图中,2.223 MeV γ 射线的康普顿边缘在能谱中清晰可辨,且通过次级效应(如正电子湮灭)产生了511 keV特征峰,进一步增加了与478 keV甄别难度。

表3展示了分步接续计算法的各 γ 来源在探测器处478 keV能道上的计数率及其相应贡献占比。具体分析如下:1)来自头颅肿瘤和正常组织中 ^{10}B 吸收中子产生的478 keV γ 射线分别占总计数率的29%和24%;2)头颅 ^1H 吸收中子释放的2.223 MeV γ 射线占比高达33%,是主要的本底来源;3)探测器自身产生的瞬发 γ 射线贡献占比相对较小,仅占2%;4)其他杂散 γ 射线总贡献占12%。

关于BNCT-SPECT本底模拟方法的系统性研

表3 不同 γ 来源在探测器478 keV能道产生的贡献大小及占比Table 3 Contribution and proportion of different γ ray sources to the 478 keV energy channel of the detector

来源 Source	部件 Regions	计数率 Counting rate	占比 Percentage / %
来源1 Source 1	肿瘤 ^{10}B 吸收中子产生的 γ 射线 γ rays produced by the absorption of neutrons by ^{10}B in tumors	2.01	29
	头颅正常组织 ^{10}B 吸收中子产生的 γ 射线 γ rays produced by the absorption of neutrons by ^{10}B in normal brain tissue	1.62	24
来源2 Source 2	头颅 ^1H 吸收中子产生的 γ 射线 γ rays produced by the absorption of neutrons by ^1H in head	2.28	33
来源3 Source 3	探测器内吸收中子产生的 γ 射线 γ rays produced by neutron absorption within the detector	0.12	2
来源4 Source 4	头颅其他核素、准直器、屏蔽体、治疗室等吸收中子产生的 γ 射线 γ rays produced by neutron absorption in other cranial nuclides, collimators, shielding and the treatment room	0.8	12
总计 Total	所有来源 Total	6.83	100

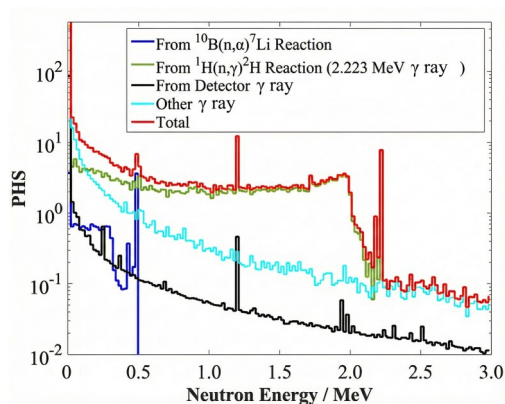


图8 BNCT-SPECT系统不同 γ 来源的探测器PHS模拟结果(彩图见网络版)

Fig.8 Simulated detector PHS for different γ ray sources in the BNCT-SPECT system (color online)

究及模拟方法仍缺乏详细报道。文献[9]介绍了BNCT-SPECT系统参数的优化, 2.223 MeV γ 射线的PHS贡献包括在剩余其他来源的PHS贡献内。本文则侧重于各类本底来源及贡献度的定量分析方法, 发现了头颅内部2.223 MeV γ 射线是本底的最主要来源, 同时分析了肿瘤及正常组织中 ^{10}B 产生的 γ 射线对SPECT探测器478 keV道计数的贡献。

本文模拟的信噪比约为0.53, 优于文献[9]的0.14。这一差异源于中子束斑尺寸的影响。本研究采用10 cm直径的束斑, 而文献[9]使用15 cm。在相同中子通量条件下, 较大束斑导致了头颅内部2.223 MeV总反应率增加, 且增加了散射出头颅的中子数量。我们也模拟了20 cm的中子束斑, 证实增大束斑尺寸会导致离开头颅的散射中子及散射 γ 增多, 信噪比相应降低。

2.2.2 SPECT屏蔽体对本底影响

图9对比展示了有无SPECT屏蔽体情况下, 来源3和来源4在GAGG探测器中引起的PHS及总PHS。结果表明, 无屏蔽体结构时, 来源3和来源4在478 keV道的计数率分别为56.5、63.7, 远大于目标信号的3.63; 添加SPECT屏蔽体后, 来源3和来源4引发的本底降低了2~3个量级, 显著提升了信噪比。当前SPECT屏蔽设计能够有效抑制到达探测器的杂散中子和杂散 γ 射线, 将这两种主要本底来源的贡献控制在可接受水平。

2.2.3 2.223 MeV γ 射线产生478 keV本底信号

根据上文分析, $^1\text{H}(n, \gamma)^2\text{D}$ 反应产生的2.223 MeV γ 射线是主要的本底来源, 其进入探测器的途径包括: 1) 直接入射, 经准直孔直接进入; 2) 斜入射, 穿透准直孔孔壁进入; 3) 穿透SPECT屏蔽入射, 该项远小于直接入射和斜入射的贡献, 可忽略。为获得直接入射和斜入射这两种途径的贡献, 进行

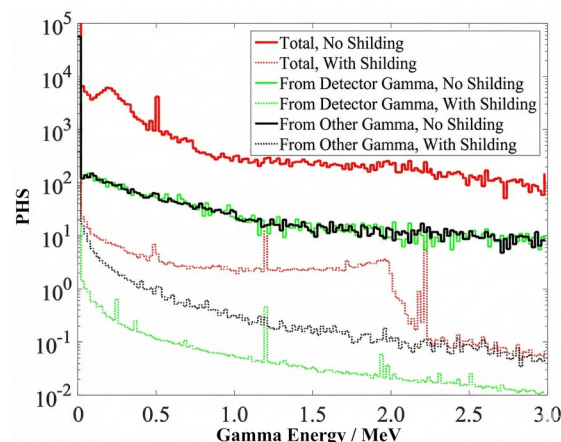


图9 BNCT-SPECT系统有无屏蔽下探测器处的PHS模拟结果(彩图见网络版)

Fig.9 Simulated PHS at the detector in the BNCT-SPECT system with and without shielding (color online)

了将准直器的中子/光子的重要性设置为0(此时探测器仅能接收来自直接入射的 γ 射线)的计算。

模拟结果表明: 直接入射和斜入射途径在478 keV能道上的本底信号强度贡献分别为 0.65 s^{-1} 及 1.63 s^{-1} 。其中, 斜入射占总贡献约71%。本文中准直孔孔间间隔厚度为0.5 mm, 虽能够有效准直478 keV γ 射线, 但不足以屏蔽更高能量 γ 射线。为降低斜入射引入的本底, 在后续准直器设计中可适当增加间隔厚度以提高信噪比。但需注意的是, 增大间隔厚度将势必牺牲部分有效视野(Field of View, FOV), 因此在实际设计中需要综合考虑信噪比和几何效率的平衡。

3 结语

本文针对BNCT-SPECT系统面临的高本底环境挑战, 发展了甄别信号/本底来源的SPECT探测器的脉冲高度谱的模拟计算方法, 实现了不同 γ 来源的脉冲高度谱的定量解析。模拟计算显示: 现有SPECT屏蔽体设计有效抑制了杂散中子及杂散 γ 射线场引起的本底; 最大本底来源于头颅内产生的2.223 MeV γ 射线, 其带来的本底占总计数率的33%, 其中约71%为穿透准直器孔壁斜入射进入探测器。

本研究存在以下需要进一步完善的方面: 首先, 当前模拟采用的为单能中子平行束, 尚未考虑实际BNCT治疗中的复杂源项特征(包括能谱分布、空间分布、角分布及伴随 γ 射线等), 后续研究将采用更接近临床实际的BNCT真实入射源项进行深入分析。其次, 肿瘤在头颅中具体位置的差异也可能对信噪比产生影响, 需要进一步研究验证。最后, 本文模拟尚未考虑探测器单元之间的相互影响, 也是未

来需要研究的内容。

作者贡献声明 季一尘负责研究调研、模拟计算、结果分析及论文撰写；郑俞负责模拟计算、技术指导与支持；梁天骄负责模拟计算、技术指导、研究经费支持。

参考文献

- 傅世年, 梁天骄, 陈和生. BNCT 中子源的研发现状与展望[J]. 科学通报, 2022, **67**(14): 1471 - 1478. DOI: 10.1360/TB-2021-1254.
FU Shinian, LIANG Tianjiao, CHEN Hesheng. Status and outlook: Research and development on the neutron source for BNCT[J]. Chinese Science Bulletin, 2022, **67**(14): 1471 - 1478. DOI: 10.1360/TB-2021-1254.
- Portu A, Molinari A J, Thorp S I, *et al.* Neutron autoradiography to study boron compound microdistribution in an oral cancer model[J]. International Journal of Radiation Biology, 2015, **91**(4): 329 - 335. DOI: 10.3109/09553002.2014.995381.
- Gubanova N V, Tsygankova A R, Zavjalov E L, *et al.* Biodistribution of ^{10}B in glioma orthotopic xenograft mouse model after injection of L-para-boronophenylalanine and sodium borocaptate[J]. Biomedicines, 2021, **9**(7): 722. DOI: 10.3390/biomedicines9070722.
- Wittig A, Michel J, Moss R L, *et al.* Boron analysis and boron imaging in biological materials for Boron Neutron Capture Therapy (BNCT) [J]. Critical Reviews in Oncology/Hematology, 2008, **68**(1): 66 - 90. DOI: 10.1016/j.critrevonc.2008.03.004.
- Kobayashi T, Sakurai Y, Ishikawa M. A noninvasive dose estimation system for clinical BNCT based on PG-SPECT: Conceptual study and fundamental experiments using HPGe and CdTe semiconductor detectors[J]. Medical Physics, 2000, **27**(9): 2124 - 2132. DOI: 10.1118/1.1288243.
- Hales B, Katabuchi T, Igashira M, *et al.* Predicted performance of a PG-SPECT system using CZT primary detectors and secondary Compton-suppression anti-coincidence detectors under near-clinical settings for boron neutron capture therapy[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2017, **875**: 51 - 56. DOI: 10.1016/j.nima.2017.09.009.
- Ishikawa M, Kobayashi T, Sakurai Y, *et al.* Optimization technique for a prompt gamma-ray SPECT collimator system[J]. Journal of Radiation Research, 2001, **42**(4): 387 - 400. DOI: 10.1269/jrr.42.387.
- Minsky D M, Valda A A, Kreiner A J, *et al.* First tomographic image of neutron capture rate in a BNCT facility[J]. Applied Radiation and Isotopes, 2011, **69**(12): 1858 - 1861. DOI: 10.1016/j.apradiso.2011.01.030.
- Murata I, Kusaka S, Minami K, *et al.* Design of SPECT for BNCT to measure local boron dose with GAGG scintillator[J]. Applied Radiation and Isotopes, 2022, **181**: 110056. DOI: 10.1016/j.apradiso.2021.110056.
- Minami K. Design of a prototype array detector using GAGG scintillator for BNCT-SPECT[C]//Kyoto, Japan: 9th Young Researchers' BNCT Meeting (YBNCT 9). 2017.
- 龚春慧. 硼中子俘获治疗中硼浓度在线实时监测系统关键技术研究[D]. 南京: 南京航空航天大学, 2018. DOI: 10.27239/d.cnki.gnhhu.2018.000202.
GONG Chunhui. Research on key techniques of on-line and real-time boron concentration monitoring system for boron neutron capture therapy[D]. Nanjing: Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 2018. DOI: 10.27239/d.cnki.gnhhu.2018.000202.
- Caracciolo A, Ferri T, Borghi G, *et al.* A compact scintillator-based detector with collimator and shielding for dose monitoring in boron neutron capture therapy[J]. Physics and Imaging in Radiation Oncology, 2024, **29**: 100556. DOI: 10.1016/j.phro.2024.100556.
- Haruka I, Shuto T, Fan L, *et al.* A new image reconstruction technique with limited view-angle projection data for BNCT-SPECT[C]//2020 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC). Boston, MA, USA. 2020: 1-4. DOI: 10.1109/nss/mic42677.2020.9507799.
- Ferri T, Caracciolo A, Grisoni L, *et al.* Design and simulations of a collimator for SPECT measurements in a BNCT facility[C]//2024 IEEE Nuclear Science Symposium (NSS), Medical Imaging Conference (MIC) and Room Temperature Semiconductor Detector Conference (RTSD). Tampa, FL, USA. 2024: 1. DOI: 10.1109/nss/mic/rtsd57108.2024.10657925.
- Altieri S, Fatemi S, Bortolussi S, *et al.* Preliminary Monte Carlo study of CZT response to BNCT ($n+\gamma$) background [EB/OL]. [2019-05-14] <https://www.sif.it/papers/?pid=ncc11700>. DOI: 10.1393/ncc/i2018-18208-3.
- Manabe M, Nakamura S, Murata I. Study on measuring

- device arrangement of array-type CdTe detector for BNCT-SPECT[J]. Reports of Practical Oncology & Radiotherapy, 2016, **21**(2): 102 - 107. DOI: 10.1016/j.rpor.2015.04.002.
- 17 Pelowitz D B. MCNPX user's manual version 2.5.0[R]. US: Los Alamos National Laboratory, 2005.
- 18 朱益楠, 林作康, 郁海燕, 等. 基于蒙特卡罗几何分裂减方差技巧的 AB-BNCT 治疗室屏蔽模拟分析[J]. 核技术, 2025, **48**(1): 230415. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2025.hjs.48.230415. CSTR: 32193.14.hjs.CN31-1342/TL.2025.48.230415.
- ZHU Yinan, LIN Zuokang, YU Haiyan, *et al.* Simulation analysis of AB-BNCT treatment room shielding based on Monte Carlo geometric splitting variance reduction technique[J]. Nuclear Techniques, 2025, **48**(1): 230415. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2025.hjs.48.230415. CSTR: 32193.14.hjs.CN31-1342/TL.2025.48.230415.
- 19 Zheng Y, Qiu Y F, Lu P, *et al.* Improvements of the on-the-fly MC variance reduction technique with dynamic WW upper bounds[J]. Nuclear Fusion, 2022, **62**(8): 086036. DOI: 10.1088/1741-4326/ac75fc.