

文章编号: 1007-4627(2024)02-0754-07

基于 3 MV 串列加速器的中子源特性研究

韩正, 温淳, 鄢文轩, 祝家俊, 叶茜, 罗冬梅, 罗小兵[†]

(四川大学原子核科学技术研究所, 成都 610064)

摘要: 针对四川大学 3 MV 串列加速器中子源, 本工作开展了中子靶材料伴生中子及大厅散射中子本底的细致研究, 采用核反应运动学公式及 TALYS 程序对常用中子靶吸氘(氚)材料 (Ti、Zr)、底衬材料 (Mo、Ta、Cu) 的 (p, n)、(d, n) 反应出射中子能量、反应截面随质子(氘)能量变化规律进行了理论计算分析; 并实验测量了不同能量的质子(氘)轰击不同靶片(氘靶或氚靶、空靶、Ti、Zr、Mo 等金属靶)时出射中子强度变化情况, 结果表明, 质子(氘)在吸附材料 (Ti、Zr) 及底衬材料 (Mo、Ta、Cu) 上打出的伴生中子强度会随能量增加而持续上升, 严重制约该加速器中子源的单色能区; 采用影锥法测量了距中子源 1.4、2.4 和 3.6 m 处散射中子本底分布情况, 并与蒙特卡罗模拟计算结果进行了比对, 结果显示, 该加速器大厅内的散射中子本底近似于均匀分布, 离中子源距离越近, 散射中子本底干扰越小。相关研究结果对利用该加速器开展精确的中子反应截面及高水平的中子物理研究工作具有重要意义。

关键词: 加速器中子源; 伴生中子; TALYS; 散射中子; 蒙特卡罗方法

中图分类号: O571.53

文献标志码: A

DOI: 10.11804/NuclPhysRev.41.2023007

0 引言

低能加速器中子源由于其出射中子能区宽, 中子能量单色性好, 在中子截面数据测量、中子探测器标定等领域有重要应用价值。

基于四川大学 3 MV 串列加速器, 利用其加速产生的质子或氘束流通过 $T(d, n)^4\text{He}$ 、 $D(d, n)^3\text{He}$ 、 $T(p, n)^3\text{He}$ 、 $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ 等核反应, 可产生 0.03~23 MeV 能区的中子用于中子物理研究工作。当质子或氘束流能量增加时, 质子或氘束流与氘(或氚)靶的吸附材料(如 Ti、Zr 等)及靶底衬材料(如 Mo、Ta、Cu 等)发生 (p, n)、(d, n) 核反应的截面会增大, 由此产生的中子会对实验测量数据产生干扰。另外, 实验大厅的散射中子本底也会对实验测量产生干扰。为了评估上述两种因素的影响, 拟在四川大学 3 MV 串列加速器开展中子源特性的相关研究。

1 四川大学加速器中子源

1.1 3 MV 串列加速器简介

四川大学原子核科学技术研究所 3 MV 串列加速器为欧洲高压工程公司 (HVEE) 的产品^[1], 配置有 385 型

双等离子体离子源, 可引出 80 μA 的 $\text{H}^-(\text{D}^-)$ 束流, 经过加速传输打到中子靶上的质子(氘)束流强度最大能达到 35 μA , 束斑尺寸可小于 1 mm。该加速器可在端电压 200~3 000 kV 范围稳定工作, 加速引出的质子(氘)能量在 400~6 000 keV 范围连续可调。

1.2 3 MV 串列加速器中子源

利用 3 MV 串列加速器加速引出质子(氘)束打靶(氟化锂靶、氘靶、氚靶), 分别通过 $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ 、 $T(p, n)^3\text{He}$ 、 $T(d, n)^4\text{He}$ 、 $D(d, n)^3\text{He}$ 核反应可以获得较宽能区的准单能中子, 表 1 列出了在 3 MV 串列加速器上不同核反应

表 1 3 MV 串列加速器中子源出射中子能区及单色中子范围

核反应	入射粒子能区/MeV (有效单色性范围)	中子能区/MeV (单色中子范围)	干扰反应道
$^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$	1.880~6.000 (1.880~2.370)	0.03~4.30 (0.03~0.60)	$^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}^*$ ($E_p > 2.37$ MeV)
$T(p, n)^3\text{He}$	1.019~6.000 (1.019~6.000)	0.20~5.20	—
$T(d, n)^4\text{He}$	0.400~6.000 (0.400~3.710)	12.90~23.00 (12.90~20.00)	$T(d, np)T$ ($E_d > 3.71$ MeV)
$D(d, n)^3\text{He}$	0.400~6.000 (0.100~4.450)	1.90~9.20 (1.90~7.80)	$D(d, np)D$ ($E_d > 4.45$ MeV)

收稿日期: 2023-01-19; 修改日期: 2023-02-24

基金项目: 核数据重点实验室基金项目 (6142A08200104); 四川省科技计划项目 (2021YFSY0018)

作者简介: 韩正 (1998-), 男, 江西上饶人, 硕士研究生, 从事核技术及应用专业; E-mail: 964878547@qq.com

[†] 通信作者: 罗小兵, E-mail: luoxb@scu.edu.cn

产生的出射中子能区及单色中子能区范围^[2-3]。根据具体研究工作需要, 选择相应的反应道获得实验所需中子。

1.3 加速器中子靶结构

该加速器中子源使用的氟化锂靶为真空镀膜靶, 采用真空镀膜技术将氟化锂粉末蒸镀到钼底衬上, 钼底衬为厚度1 mm、直径14 mm的金属圆片。为了保证出射中子能量的单色性, 氟化锂镀层厚度选择为 $500 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$, 在不考虑中子能散而只需要大的中子产额情况下, 可以采用更厚的靶。氘靶(氘靶)为金属吸附靶^[4], 以厚度1 mm、直径14 mm的金属钼圆片为底衬, 在其上镀上一层金属钛膜, 用以吸附氘(氘)^[5], 钛膜厚度根据中子能散及产额需求权衡选择, 一般不超过 $5 \mu\text{m}$ 。

当带电粒子打到靶上时, 与靶物质相互作用并不断损失能量, 最后沉积于底衬中, 在此过程中带电粒子不仅与靶上目标靶核(^7Li 、D、T)发生核反应产生主中子, 也可能与靶上其它核素发生(p, n)、(d, n)核反应产生伴生中子。

2 伴生中子分析

氘靶吸附靶的吸附(氘)材料通常使用钛膜或锆膜, 底衬材料需要在综合考虑熔点、导热性、硬度以及钛(锆)在其上的附着特性等的基础上加以选择, 通常使用的底衬材料有钼、钽、铜^[6], 本节对质子(氘)与这些材料相互作用的中子产生阈值、出射中子能量、反应截面进行理论计算和分析研究。

2.1 中子产生反应阈值

Ti、Zr、Mo、Ta、Cu所有天然同位素的(d, n)反应均为放热反应, 无反应阈值, 而其(p, n)反应均为吸热反应, 只有当入射质子达到一定能量时, 才会由(p, n)反应出射中子。这些天然同位素的(p, n)反应阈值各不相同, 其同位素丰度^[7]及(p, n)反应阈值如表2所列。

由表可见, 对于吸氘材料Ti, 质子能量在1.41 MeV左右时, 就可以与其发生(p, n)反应产生伴生中子; 当质子能量大于0.96 MeV时, 就可以与底衬材料Mo发生(p, n)反应产生伴生中子。而对(d, n)反应来说, 只要入射氘离子能量能穿透靶核的库仑势垒, 就可以打出中子。

2.2 伴生中子能量分析

采用下列核反应运动学公式^[8]可以对(p, n)反应出射中子能量进行计算,

$$E_n = (E_p + Q)A \left[\cos\theta \pm \left(\frac{B}{A} - \sin^2\theta \right)^{\frac{1}{2}} \right]^2, \quad (1)$$

其中:

表2 核素同位素丰度及(p, n)反应阈值

核素	同位素丰度/%	反应阈值/MeV
^{46}Ti	8.25	8.00
^{47}Ti	7.44	3.79
^{48}Ti	73.72	4.90
^{49}Ti	5.41	1.41
^{50}Ti	5.18	3.05
^{63}Cu	69.15	4.22
^{65}Cu	30.85	2.16
^{90}Zr	51.45	6.97
^{91}Zr	11.22	2.06
^{92}Zr	17.15	2.82
^{94}Zr	17.38	1.70
^{96}Zr	2.80	0.63
^{180}Ta	0.01	0.08
^{181}Ta	99.99	1.00
^{92}Mo	14.53	8.76
^{94}Mo	9.15	5.09
^{95}Mo	15.84	2.50
^{96}Mo	16.67	3.80
^{97}Mo	9.60	1.11
^{98}Mo	24.39	2.50
^{100}Mo	9.82	0.96

$$A = \frac{m_p m_n}{(m_n + M_1)^2} \left(1 - \frac{Q}{E_p + Q} \right), \quad (2)$$

$$B = \frac{m_1 M_1}{(m_n + M_1)^2} \left(\frac{m_n + M_1 - m_p}{m_1} + \frac{m_p}{m_1} \frac{Q}{E_p + Q} \right), \quad (3)$$

E_n 为出射角 θ 方向的出射中子能量; E_p 为入射质子能量; m_p 为入射质子质量; m_1 为被轰击粒子质量; M_1 为反应剩余核质量; m_n 为中子质量; Q 为反应能。方程(1)中, 若 $A > B$, 用正负号; 若 $A \leq B$, 仅用正号。对于Ti、Zr、Mo、Ta、Cu所有天然同位素的(p, n)反应来说, 只有入射质子能量 E_p 在反应阈值附近较小范围内时, A 才大于 B , 此时同一角度下存在能量高、低两组出射中子, 而随着入射质子能量 E_p 变大, A 值变小, 很大能区范围内同一角度便只存在单组能量的出射中子。本文仅对方程(1)中正号情况下($A \leq B$)的出射中子能量作分析讨论, 由方程(1)可以看出, 不同入射质子能量对应不同出射中子能量, 对同一元素的不同同位素, 出射中子能量皆不同; 出射中子角度不同, 其能量也不相同, 且在 0° 方向出射中子能量最高。对(d, n)反应的出射中子能量可作同样计算。

根据方程(1), 我们计算了不同能量入射质子(氘)与Ti、Zr、Mo、Ta、Cu天然同位素发生(p, n)、(d, n)

反应的 0° 方向对应出射中子能量, 图1给出了典型的数据。可以看出, 在同一能量质子(氦)轰击下, 不同核素出射中子能量分布在很宽能区范围内; 实际打靶时, 伴生中子的产生情况取决于入射质子的能量。以质子打钛靶为例, 当入射质子能量为1.1 MeV时[T(p, n) ^3He 反应阈值为1.01 MeV], 质子与吸附材料钛的各个同位素(p, n)反应道均未打开, 只会与底衬材料 ^{100}Mo 发生相互作用产生伴生中子; 当质子能量为6 MeV时, 质子与钛、钼大部分同位素的(p, n)反应道均已打开, 会产生对应能量的伴生中子, 且入射质子在靶中不断损失能量, 因此产生的中子能量是连续的。而对(d, n)反应来说, 只要氦离子能量足够穿透Ti、Mo核的库仑势垒, 就可以与其发生相互作用产生伴生中子。可见吸附材料及底衬材料产生的伴生中子能量成分十分复杂, 但其能区范围可以通过核反应运动学公式进行准确计算。

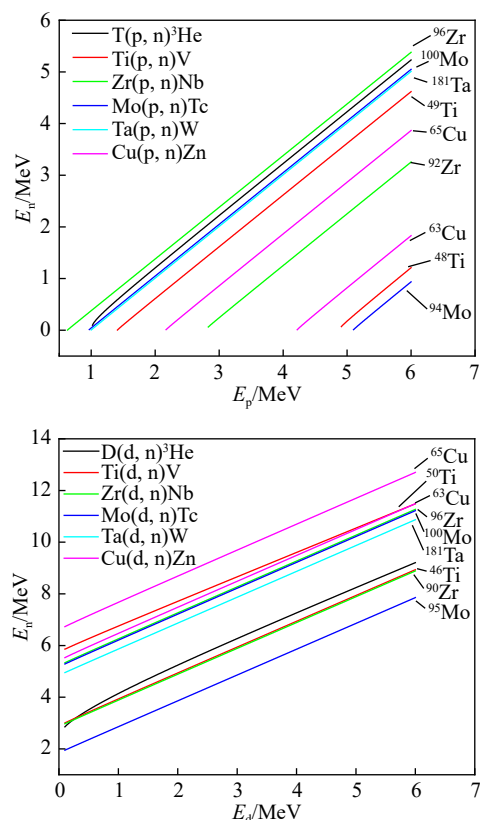


图1 0° 方向中子能量随入射粒子能量变化曲线(在线彩图)

2.3 反应截面计算

为了对伴生中子出射强度进行分析, 需要知道相关核素的(p, n)、(d, n)反应截面。对于吸附材料Ti(Zr)、底衬材料Mo(或Ta、Cu), 在我们关心的400~6 000 keV质子(氦)能区, 其(p, n)、(d, n)反应截面实验数据严重缺乏, 也没有系统的评价数据, 为此采用TALYS程序对相关反应截面进行了计算分析。TALYS程序是常用

的核数据理论模型计算程序之一, 它可以对共振能区之外的各种反应核数据进行计算分析^[9]。我们采用默认参数下的TALYS-1.9程序对Ti、Zr、Mo、Ta、Cu每个天然同位素的(p, n)、(d, n)反应截面进行了计算。

图2给出了典型核素(p, n)、(d, n)反应截面随入射粒子能量变化趋势。由图可见, 对于(p, n)反应, 质子能量小于4 MeV时, 吸附材料及底衬材料的反应截面相较于T(p, n) ^3He 反应截面小很多, 质子能量大于4 MeV, 其(p, n)反应截面会随能量持续上升; 对(d, n)反应来说, 吸附材料及底衬材料的(d, n)反应截面从2 MeV开始持续上升, 到6 MeV时有的核素(d, n)反应截面已经远远超过D(d, n) ^3He 反应截面。显然, 在该加速器所能达到的粒子束能量范围内, 吸附材料及底衬材料的伴生中子出射强度会随能量增加而持续上升, 这在(d, n)反应上表现得尤为明显。对比这些吸附、底衬材料的反应截面变化, 加速器中子源的中子靶或可考虑选用金属钽作底衬材料, 金属铅作吸附材料来降低伴生中子的产生。

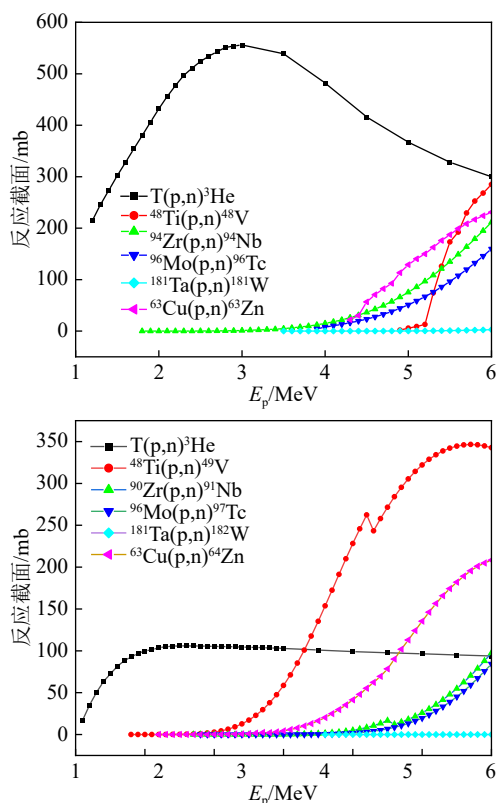


图2 (p, n)、(d, n)反应截面随入射粒子能量变化趋势(在线彩图)

3 伴生中子实验研究

为了验证上述理论分析, 在3 MV串列加速器上, 开展了伴生中子实验研究。由于该加速器不具有脉冲调制功能, 无法采用飞行时间法测量中子能谱, 因此我们

重点对伴生中子的强度与入射带电粒子能量的相关性进行实验研究。

实验布局如图3所示, 采用特定能量的质子(氘)轰击靶片, 在 0° 中子出射方向用长中子计数器记录出射中子数, 由于长中子计数器对不同能量的中子探测效率在很宽中子能区范围内可保持基本相同(其探测效率偏差在5%左右)^[10-11], 且该部分实验中BF₃长中子计数器的位置不做变动, 不同能量下散射中子本底占总中子计数比例近似不变^[12], 因此由长中子计数器探测的中子计数可以直观反映出射中子强度变化。

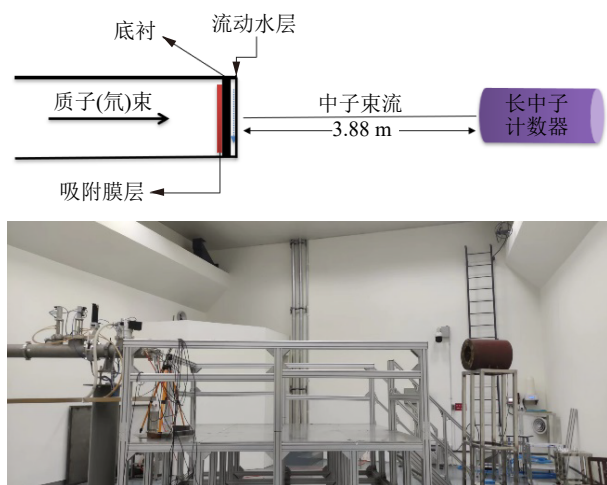


图3 实验布局(在线彩图)

3.1 空靶对照实验

首先开展了氘束轰击空靶实验, 空靶与常用的氘靶结构一样, 以直径14 mm、厚1 mm的圆形金属钼作底衬, 镀上与氘靶相近的金属钛膜层, 但未吸附氘。在2.0~5.2 MeV能区内选择了7个能量点氘束打空靶, 打靶时保持靶上的氘束束流强度稳定为10 μ A。BF₃长中子计数器放置在 0° 方向距靶片3.88 m处, 以记录对应的出射中子数, 测量时间根据长中子计数器记录的总中子数确定, 保证计数统计误差小于1%。为了与D(d, n)³He出射中子对比, 选择2.0、5.2 MeV两个能点的氘束打氘靶, 进行了氘靶对照实验。

实验结果如图4所示。由图4结果可以看出, 氘束能量2 MeV时, 在吸附材料Ti及底衬材料Mo上打出的伴生中子强度相较于D(d, n)³He反应出射中子可忽略不计; 氘束能量4.5 MeV时, 伴生中子强度已经与相对应的D(d, n)³He反应出射中子计数相当; 而氘束能量5.2 MeV时, 氘靶上打出的中子计数绝大部分是钛、钼材料伴生中子的贡献, 伴生中子计数可达到相应D(d, n)³He出射中子数的4倍。可见氘束能量越高, 伴生中子影响越严重。

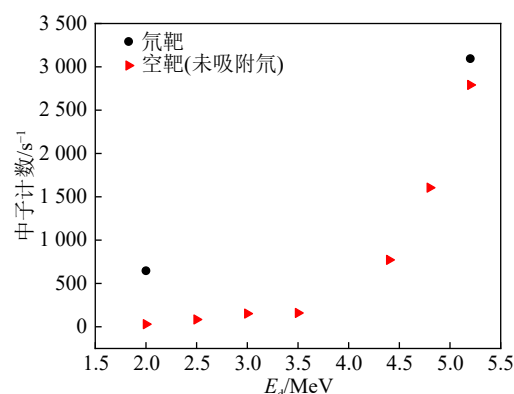


图4 氘靶、空靶中子计数(在线彩图)

3.2 金属靶实验

为分析不同吸附、底衬材料的伴生中子出射强度情况, 置备了Ti、Zr、Mo等纯金属靶片(靶片直径14 mm, 厚1 mm, 化学纯度99.99%)。实验采用1.5~5.2 MeV能区内的不同能点质子(氘)束打这些靶片, 同样将BF₃长中子计数器置于 0° 方向距靶片3.88 m处进行中子计数监测, 测量结果由图5给出。

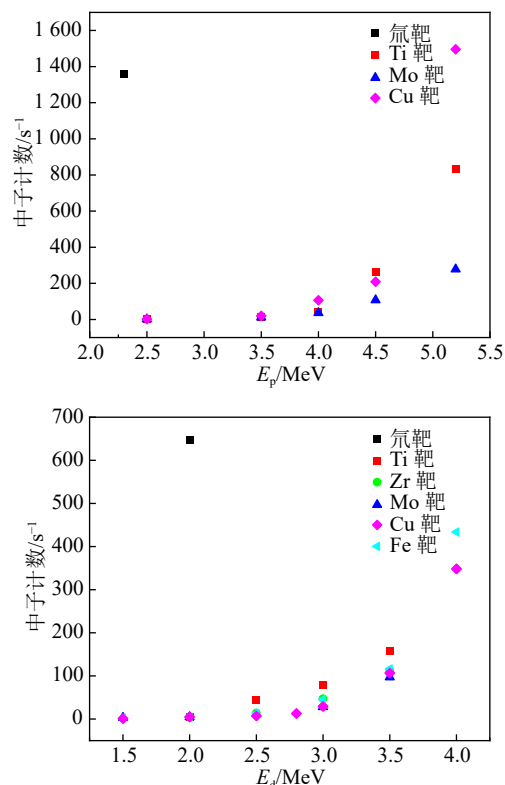


图5 金属靶中子计数(在线彩图)

观察金属靶实验中子计数可以发现, 质子(氘)能量较低时, 吸附、底衬材料产生的中子计数相比T(p, n)³He、D(d, n)³He反应产生的中子计数可忽略不计; 随着质子(氘)束能量持续上升, 伴生中子计数将快速增加, 这与图2中的反应截面变化一致, 与理论分析基本符合。

4 大厅散射中子分析

中子源出射的中子会与中子实验大厅内物质发生散射, 在实验大厅内形成散射中子本底, 散射中子本底的能谱分布和强度分布也是实验工作关心的重点。本文采用影锥法^[13-14]对大厅散射中子的强度分布进行了实验研究, 即在实验时设计一个中子屏蔽体置于中子探测器前端, 屏蔽来自源的直射中子, 以测量环境散射中子本底^[15]; 同时采用蒙特卡罗方法对加速器中子大厅的散射问题进行了建模分析与实验作比对。

4.1 散射中子实验测量

采用加速器产生的能量为 2.3 MeV 质子束轰击氘靶, 其对应 0° 方向出射中子能量为 1.5 MeV, 在此条件下用长中子计数器对距中子源不同间距的散射中子分布情况进行实验测定, 测量过程中保持打到靶上的质子束流强度稳定为 5 μA 以便于数据的归一比较。

实验测量中使用的中子屏蔽体为底边长 40 cm、顶边长 10 cm、高 52 cm 的正四棱台形石蜡屏蔽体, 52 cm 的石蜡厚度可以保证对能量 1.5 MeV 中子的屏蔽衰减系数大于 99.9%^[16-17], 挡锥测量时, 中子屏蔽体放置于中子源和 BF_3 长中子计数器之间, 屏蔽体与长中子计数器的间距根据以下原则确定: 首先保证对长中子计数器的有效屏蔽, 同时考虑对其他角度出射中子的影响尽可能小。实验在 0° 方向上探测器前端与中子源距离 1.4、2.4、3.6 m 的 3 个位置处进行了挡锥与不挡锥中子计数测量, 考虑到探测器及锥体的长度, 实验未对更近距离处的中子计数进行测量。

图 6 给出了 BF_3 长中子计数器的计数变化, 由图可见, 0° 方向上大厅散射中子计数(有屏蔽体)随距离增加(与墙体距离减少)缓慢上升, 总体变化幅度不明显, 近似于均匀分布^[18]; 而扣除散射本底后的中子计数率随探测器距离增加呈平方反比趋势下降。

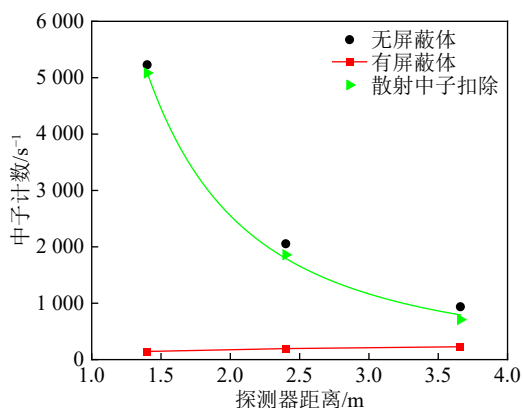


图 6 挡锥实验中子计数(在线彩图)

4.2 蒙特卡罗模拟研究

在实验的基础上, 采用蒙特卡罗方法对加速器中子大厅的散射问题进行了模拟分析比对^[12, 19]。

该加速器中子大厅的内部空间整体为长、宽、高分别为 16、9、7 m 的长方体, 周围有 1.5~2.5 m 厚的混凝土墙壁^[20]。大厅中部的地面上有一直径 6 m、深 1 m 的圆柱形地坑, 中子源位于地坑上方的加速器束流管道出口处, 距坑底 3.2 m, 其俯视图如图 7 所示。

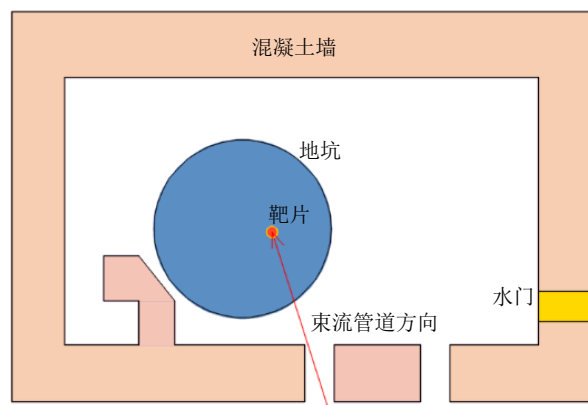


图 7 中子大厅俯视图(在线彩图)

对大厅整体进行建模时, 中子源的出射中子角分布参照 $\text{T}(\text{p}, \text{n})^3\text{He}$ 、 $\text{D}(\text{d}, \text{n})^3\text{He}$ 反应微分截面数据^[2], 设置为各向异性中子源, 中子出射能量由核反应运动学公式计算对应入射粒子能量下不同角度的出射中子能量给出。对 $\text{T}(\text{p}, \text{n})^3\text{He}$ 反应中子源选择了 1.3、3.0、5.2 MeV 三个入射质子能点进行模拟, 对应 0° 度方向中子能量 0.5、2.2、4.4 MeV; $\text{D}(\text{d}, \text{n})^3\text{He}$ 反应中子源选择了 0.4、3.0、5.2 MeV 三个入射氘能点模拟, 对应 0° 度方向中子能量 3.4、6.3、8.4 MeV。模拟时灵敏体积设置在与加速器束流同一水平面, 距中子源不同距离处, 每次抽样一千万个中子。

模拟过程中散射中子与环境物质发生相互作用, 会有一定的能量损失, 通过辨别记录下的中子能量可以区分直射、散射中子成分。

图 8 给出了不同能量 d-D、p-T 中子源 0° 方向上不同距离处直射、散射通量变化情况, 其中子通量为归一化到单个出射中子的结果。由图 8 中模拟结果可以看出, 不同中子源 0° 方向上的直射中子通量均随探测距离增加呈平方反比减小, 散射中子通量随距离增加靠近墙壁略有上升, 变化趋势与实验图 7 较为一致。其他角度的直射、散射中子通量随探测距离变化规律同样呈现此规律, 本文不再重复给出。

模拟结果表明, 对于该加速器实验大厅, 散射中子本底近似为均匀分布, 不同能量的中子源其中子散射本

底分布规律没有太大差异，且大部分散射中子分布在能量低于0.1 MeV的中能、慢热中子能区^[18]；越靠近中子靶，散射中子在总中子强度中的占比越小，50 cm处，散射中子的份额占总中子份额已低于5%。

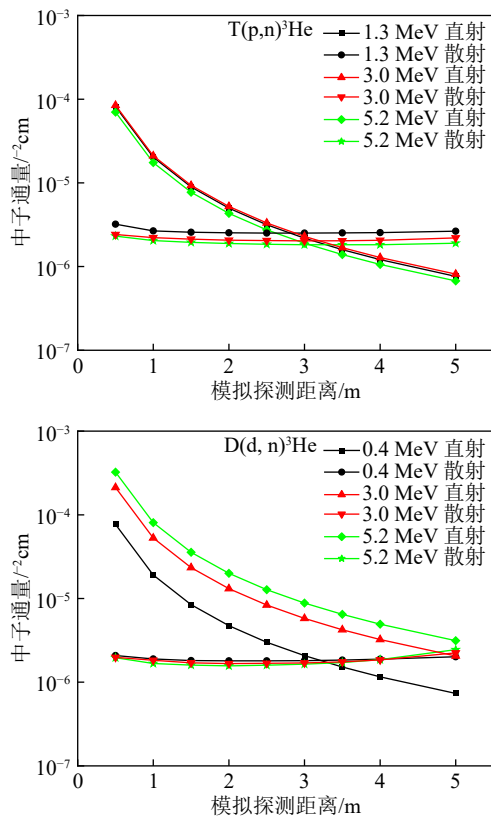


图8 0°方向中子通量随距离变化趋势(在线彩图)

5 结论

基于四川大学3 MV串列加速器，利用质子(氘)打靶(氟化锂靶、氘靶、氦靶)可以产生很宽能区的单能中子，用于中子物理相关基础研究。质子或氘束流与氘(或氦)靶的吸附材料和靶底衬材料发生核反应产生的伴生中子、实验大厅的散射中子会影响中子的单色性。本文开展了伴生中子和散射中子的理论分析和实验研究。氘束流空靶对照实验表明，氘束能量在4.5 MeV时，在钛膜钼底衬靶上打出的伴生中子数已与D(d, n)³He出射中子数相当，在氘束能量5.2 MeV时，伴生中子数是相应的D(d, n)³He出射中子数的4倍；质子(氘)束流纯金属靶实验结果显示，锆和钼靶的伴生中子强度随质子(氘)束流提高增长相对缓慢，故建议吸附靶可采用锆膜钼底衬。影锥屏蔽实验及蒙特卡罗模拟结果显示，大厅中散射中子强度近似于均匀分布，且不同能量、不同核反应中子源的散射本底中子分布规律基本一致。

参考文献：

- [1] HAN J, AN Z, ZHENG G, et al. *Nucl Instr and Meth B*, 2018, 418: 68.
- [2] MA H C, LI J Z. Handbook of Common Data for Accelerator Single Energy Neutron Sources[M]. Beijing: Atomic Energy Press, 1976: 141. (in Chinese)
(马鸿昌, 李际周. 加速器单能中子源常用数据手册[M]. 北京: 原子能出版社, 1976: 141.)
- [3] HUANG Xiaolong, YU Weixiang, HAN Xiaogang, et al. *High Energy Physics and Nuclear Physics*, 1998, 22(12): 1074. (in Chinese)
(黄小龙, 于伟翔, 韩晓刚, 等. 高能物理与核物理, 1998, 22(12): 1074.)
- [4] RAMEY D W, ADAIR H L. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 1983, 30(2): 1575.
- [5] ZHAN Qin, LIU Chenglin, YANG Hongguang. *Transactions of Materials and Heat Treatment*, 2020, 41(8): 114. (in Chinese)
(占勤, 刘城淋, 杨洪广. 材料热处理学报, 2020, 41(8): 114.)
- [6] LUO Shunzhong, YANG Benfu, LONG Xingguo. *Atomic Energy Science and Technology*, 2002, 36(004): 290. (in Chinese)
(罗顺忠, 杨本福, 龙兴贵. 原子能科学技术, 2002, 36(004): 290.)
- [7] NuDat 2.8. National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory[EB/OL]. [2022-10-15]. <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/nudat2.jsp.htm>.
- [8] FOWLER J L, BROLLEY JR J E. *Rev Mod Phys*, 1956, 28(2): 103.
- [9] KONING A J, ROCHMAN D. *Nuclear Data Sheets*, 2012, 113(12): 2841.
- [10] JIANG C S, GOU C, LIU C G, et al. *Atomic Energy Science and Technology*, 1957, 1: 98. (in Chinese)
(蒋崧生, 勾成, 刘从贵, 等. 原子能科学技术, 1957, 1: 98.)
- [11] WU Z H, ZHAO G Q, LU F Q. *Atomic Nuclear Physics Experimental Methods*[M]. Beijing: Atomic Energy Press, 1997: 304. (in Chinese)
(吴治华, 赵国庆, 陆福全. 原子核物理实验方法[M]. 北京: 原子能出版社, 1997: 304.)
- [12] VEGA-CARRILLO H R, MANZANARES-ACUÑA E, IÑIGUEZ M P, et al. *Radiation Measurements*, 2007, 42(3): 413.
- [13] KIM S I, KIM B H, KIM J L, et al. *Nuclear Engineering and Technology*, 2015, 47(7): 939.
- [14] LUO H, LIU Y, WANG Z, et al. *Radiation Protection*, 2012, 32(5): 273. (in Chinese)
(骆海龙, 刘毅娜, 王志强, 等. 辐射防护, 2012, 32(5): 273.)
- [15] KHABAZ R, HAKIMABAD M H. *Nuclear Technology and Radiation Protection*, 2011, 26(2): 140.
- [16] JASIM M H, ABDULAMEER N T. *Int J Appl Innov Eng Manag*, 2014, 3: 112.
- [17] WU H, ZHANG F, LI Y, et al. *Radiation Protection*, 2017, 37(2): 94. (in Chinese)
(吴赫, 张锋, 李亚芬, 等. 辐射防护, 2017, 37(2): 94.)
- [18] KHABAZ R. *Applied Radiation and Isotopes*, 2015, 95: 1.
- [19] XU Z, QU G, WANG Y, et al. *Atomic Energy Science and Technology*, 2020, 54(7): 1308. (in Chinese)
(徐子虚, 曲国峰, 王艺舟, 等. 原子能科学技术, 2020, 54(7): 1308.)
- [20] KHABAZ R. *Nuclear Technology and Radiation Protection*, 2015, 30(1): 47.

A Study of Neutron Source Characteristics Based on a 3 MV Tandem Accelerator

HAN Zheng, WEN Chun, YAN Wenxuan, ZHU Jiajun, YE Qian, LUO Dongmei, LUO Xiaobing[†]

(Key Laboratory of Radiation Physics and Technology of the Ministry of Education, Institute of Nuclear Science and Technology, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

Abstract: The background neutron from target materials and the scattered neutron background within the accelerator hall of the 3 MV tandem accelerator neutron source at Sichuan University were systematically investigated. The energy and cross-section variations of neutrons emitted from (p, n) and (d, n) reactions on commonly used neutron target deuterium (tritium) absorbing materials (Ti, Zr) and substrate materials (Mo, Ta, Cu) were theoretically analyzed using nuclear reaction kinematics and the TALYS program as a function of proton (deuteron) energy. Experimental measurements were also carried out to determine the variation in neutron intensity as protons (deuterons) of varying energies bombarded different targets (tritium or deuterium targets, empty targets, and metal targets such as Ti, Zr, Mo, *etc.*). The results indicated that the background neutron intensity from protons (or deuterons) interacting with absorbing materials (Ti, Zr) and substrate materials (Mo, Ta, Cu) increases with energy, which severely limits the monochromatic neutron energy region of this accelerator source. The shadow cone method was employed to measure the scattered neutron background distribution at 1.4, 2.4 and 3.6 m from the neutron source, and the results were compared with Monte Carlo simulations. It was found that the scattered neutron background in the accelerator hall was approximately uniformly distributed, with interference from scattered neutrons diminishing as the distance to the neutron source decreased. These results are of significant importance for conducting precise neutron reaction cross-section measurements and high-level neutron physics research using this accelerator.

Key words: accelerator neutron source; background neutron; TALYS; scattered neutron; Monte Carlo method

Received date: 19 Jan. 2023; **Revised date:** 24 Feb. 2023

Foundation item: Nuclear Data Key Laboratory Foundation(6142A08200104); Sichuan Science and Technology Plan Project(2021YFSY0018)

[†] **Corresponding author:** LUO Xiaobing, E-mail: luoxb@scu.edu.cn