

不同扫描模式下中子源锂靶温度场的数值模拟

李竞伦^{1,2,3}, 胡耀程^{1,2,3}, 苏浩泉^{1,2,3}, 陈勇奇^{1,2,3}, 李海鹏^{1,2,3}, 王盛^{1,2,3}

(1. 西安交通大学核科学与技术学院, 710049, 西安; 2. 西安交通大学
湖州中子科学实验室, 313000, 浙江湖州; 3. 华硼中子科技(杭州)有限公司, 310000, 杭州)

摘要: 针对加速器中子源锂靶在高功率束流照射下急剧升温易造成锂靶熔毁的问题, 提出了一种“扩束+扫描”的束斑均匀化方案。首先, 采用 MATLAB 软件模拟不同扫描模式下粒子在靶上的分布情况以及靶上的温度场分布; 然后, 通过 FLUENT 软件分析了不同初始束斑宽度对锂靶温度场的影响; 最后, 研究了不同扫描频率下锂靶的温度场变化。模拟结果表明: “扩束+扫描”的束斑均匀化方法能有效降低质子打靶时靶面的最高温度; 锯齿波模式下靶上的粒子分布均匀性最佳, 相较于正弦波与三角波模式, 靶面最高温度分别降低了 8%、2%; 更小的初始束斑宽度和更高的扫描频率均能降低高功率束流打靶过程中锂靶表面的最高温度; 最佳扫描策略是以扫描频率为 300 Hz、长方形初始束斑宽度为 30 mm 的锯齿波模式进行扫描。该研究可为加速器中子源锂靶的设计提供参考。

关键词: 加速器中子源; 锂靶; 温度场; 束斑; 扫描模式

中图分类号: O571.53 **文献标志码:** A

DOI: 10.7652/xjtuxb202510019 **文章编号:** 0253-987X(2025)10-0200-10

Numerical Simulation of Temperature Field in Lithium Target of Neutron Source under Different Scanning Modes

LI Jinglun^{1,2,3}, HU Yaocheng^{1,2,3}, SU Haoquan^{1,2,3}, CHEN Yongqi^{1,2,3},
LI Haipeng^{1,2,3}, WANG Sheng^{1,2,3}

(1. School of Nuclear Science and Technology, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China;
2. Huzhou Neutron Science Laboratory, Xi'an Jiaotong University, Huzhou, Zhejiang 313000, China;
3. Hua Boron Neutron Technology (Hangzhou) Co., Ltd., Hangzhou 310000, China)

Abstract: To address the issue of lithium target melting caused by rapid temperature rise under high-power beam irradiation in accelerator neutron sources, a beam spot homogenization scheme combining “beam expansion + scanning” is proposed. First, the software MATLAB is used to simulate the distribution of particles and temperature field on the target under different scanning modes. Then, the software FLUENT is employed to analyze the impact of different initial beam spot widths on the lithium target's temperature field. Finally, the variations in the lithium target's temperature field under different scanning frequencies are investigated. The simulation results indicate that the “beam expansion + scanning” homogenization method effectively reduces the peak surface temperature of the target during proton bombardment. The sawtooth wave mode

achieves the most uniform particle distribution on the target, compared to sine and triangular wave modes, reducing the peak surface temperature by 8% and 2%, respectively. Smaller initial beam spot widths and higher scanning frequencies both contribute to lowering the peak surface temperature of the lithium target under high-power beam irradiation. The optimal scanning strategy involves using a sawtooth wave mode with a scanning frequency of 300 Hz and an initial rectangular beam spot width of 30 mm. This study provides valuable insights for the design of lithium targets in accelerator neutron sources.

Keywords: accelerator neutron source; lithium target; temperature field; beam spot; scanning mode

由于中子的高穿透性,其在工业探伤领域具有广阔的应用前景。在医学领域,硼中子俘获疗法是近年来备受关注的技术^[1]。这些应用的实现都需要加速器中子源提供高流强且稳定的中子为前提。加速器中子源常使用高能质子轰击锂靶,通过 $\text{Li}(p, n)\text{Be}$ 反应产生中子,因此锂靶是加速器中子源系统的关键组成部分^[2]。在轰击过程中,质子的能量沉积会导致锂靶温度升高。由于锂的熔点较低,仅为 180°C ,因此不受控制的温度升高会造成锂靶熔化,且在高温下,锂会腐蚀衬底层,从而影响其使用寿命^[3]。此外,对于硼中子俘获治疗(BNCT)系统,质子束功率普遍较高,可达几十千瓦^[4-5],这显然增加了锂靶冷却的挑战。因此,对锂靶的热管理研究是必要且重要的。Bayanov 等^[6]提出了一种锂靶设计方案,在钨盘中嵌入 13 个水通道,实验证明了其在 25 kW 质子束下防止锂熔化的有效性。Kamada 等^[7]以高导热性的铜作为衬底,开发了一种新的冷却结构,以获得更好的冷却性能。此外,利用射流直接冲击铜基板来散热,也被证明是有效的^[8]。冷却结构设计中,有学者提出了一种边缘冷却结构,研究表明其具有良好的冷却效果^[9]。旋转靶提供了另一种降低锂熔化风险的解决方案。Lee 等^[10]介绍了一种圆柱形旋转靶,其铜基板为肋状结构用于冷却,与水平方向倾斜 30° 以获得最佳散热。有研究者采用 ANSYS 软件模拟了 2.8 MeV、30 mA 质子束作用在旋转靶上的温度分布,发现锂靶的最高温度仅为 142°C ,处于安全范围^[11]。旋转靶设计的目的是避免固定位置的连续辐照,从而减轻冷却系统的负担。然而,这种设计增加了锂靶组件的复杂性,导致整个系统的可靠性受到影响。

为了避免束流长时间集中照射靶面的某一固定位置,使用扫描磁铁将较小的束斑扫描到较大的锂靶平面上,并保证扫描后靶上粒子分布的均匀性,以降低锂靶的峰值功率密度^[12]。该方法在质子治疗

中得到了广泛的应用^[13-16]。在硼中子俘获治疗领域,Tanaka 等^[17]对点扫描下的散热进行了研究,认为应考虑采用不连续的束流来降低锂靶温度。Nakamura 等^[18]提出了将锥形靶与扫描相结合的方案,其中圆形的初始束斑重叠形成较大的扫描后束斑,能够保证系统的稳定运行,减少了中子损耗。现有的扫描策略主要是在同心圆模式上对高斯分布束斑进行振荡,以产生均匀的圆形场,即摆动扫描。另一种常见的扫描策略是采用螺旋扫描方法获得圆形场^[19]。虽然可以通过移动束流光斑来防止锂靶上某一点被高功率连续照射,但在目前讨论的扫描方法中,束斑往往是未经扩束的高斯分布或准高斯分布束斑,高斯分布下束流照射的峰值过高仍然是冷却系统所要面临的重大挑战。

八极磁铁能够对高斯分布的束斑进行扩束,提高束斑均匀性从而减轻冷却系统的负担。针对正方形锂靶,本文提出利用一个长方形的初始束斑沿直线扫描,确保扫描范围覆盖锂靶。该长方形束斑首先经过八极磁铁,完成一个方向的均匀化并适当调整尺寸,接着沿着未完成均匀化的方向进行扫描,最终在锂靶两个方向上均实现粒子分布的均匀化。通过数值模拟研究扫描过程的束斑运动,得到了不同条件下靶面的温度分布。

1 计算模型与数值方法

1.1 计算模型

建立锂靶上束斑扫描过程的三维瞬态传热模型,模型示意图及扫描模式如图 1 所示。该模型包括锂膜、钽膜和铜衬底 3 层结构,铜衬底内有水冷通道。铜衬底、钽膜、锂膜的尺寸分别为 $150\text{ mm} \times 150\text{ mm} \times 6\text{ mm}$ 、 $130\text{ mm} \times 130\text{ mm} \times 0.02\text{ mm}$ 、 $130\text{ mm} \times 130\text{ mm} \times 0.14\text{ mm}$,水冷通道截面尺寸为 $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ 。各种材料的热物性参数如表 1 所示。束斑在锂膜区域内进行扫描,确保超过 99% 的粒子能够落

在锂膜范围内。采用的 3 种扫描模式分别为正弦波、三角波和锯齿波。

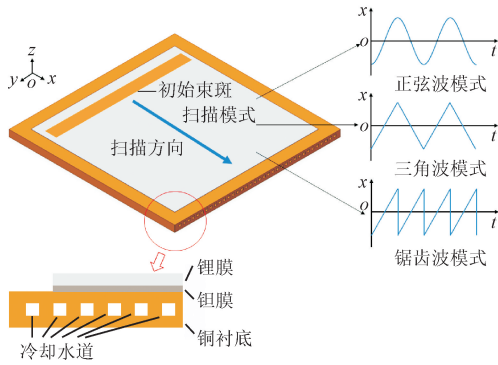


图 1 束斑在固态锂靶上的扫描示意图

Fig. 1 Schematic diagram of beam spot scanning on solid-state lithium target

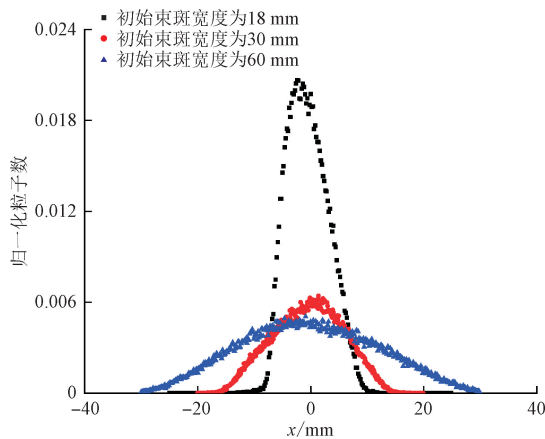
表 1 锂靶中各材料的热物性参数^[20-24]

Table 1 Thermal properties parameters of various materials in lithium targets^[20-24]

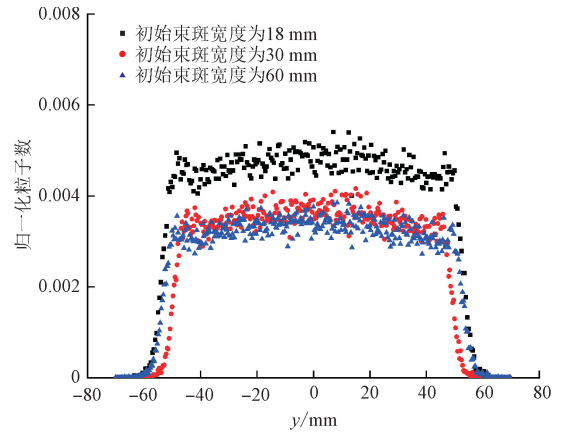
材料	密度/ ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$)	热导率/ ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	比热容/ ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)
锂	530	85	3 547
钽	16 650	57	140
铜	8 933	400	385
水	997.1	0.617	4 179

1.2 束流源项建模

束斑扫描过程中,质子在材料中沉积引起温度升高。质子束的能量设定为 2.8 MeV,连续波模式下的束流强度为 20 mA。实际情况下,束斑的宽度和长度之比(横纵比)可以通过四极磁铁进行调整。本文中,对 Tracewin 软件计算得到的不同宽度下束斑分布进行归一化处理,结果如图 2 所示。由图可见,宽度较小的粒子分布更为集中。



(a)沿 x 方向分布



(b)沿 y 方向分布

图 2 不同初始束斑宽度下靶上粒子数归一化分布

Fig. 2 Normalized distribution of particles on the target under different initial beam spot widths

通过对质子束斑归一化分布进行拟合,得到其 x 和 y 方向的表达式。当束斑宽度为 18 mm 时,对应的表达式为

$$f(x) = 4\,958.4 \times (0.011\,6e^{-(\frac{x-(-0.003\,7)}{0.002\,8})^2} + 0.016\,4e^{-(\frac{x-0.000\,7}{0.004\,9})^2}) \quad (1)$$

$$f(y) = 1\,977.2 \times (0.005\,0e^{-(\frac{y-0.013\,9}{0.002\,9})^2} + 0.004\,3e^{-(\frac{y-(-0.027\,9)}{0.021\,4})^2} + 0.003\,1e^{-(\frac{y-0.044\,3}{0.010\,4})^2} + 0.002\,9e^{-(\frac{y-(-0.047\,4)}{0.006\,9})^2}) \quad (2)$$

当束斑宽度为 30 mm 时,对应的表达式为

$$f(x) = 9\,891.9 \times (0.005\,6e^{-(\frac{x-0.001\,9}{0.007\,6})^2} + 0.002\,4e^{-(\frac{x-(-0.007\,2)}{0.005\,9})^2}) \quad (3)$$

$$f(y) = 2\,802.7 \times (-0.033\,4e^{-(\frac{y-0.001\,3}{0.025\,0})^2} + 0.002\,3e^{-(\frac{y-(-0.041\,6)}{0.010\,2})^2} + 0.036\,9e^{-(\frac{y-0.001\,3}{0.027\,0})^2} + 0.002\,1e^{-(\frac{y-0.042\,4}{0.008\,2})^2}) \quad (4)$$

当束斑宽度为 60 mm 时,对应的表达式为

$$f(x) = 6\,612.3 \times (-0.002\,2e^{-(\frac{x-0.001\,7}{0.011\,6})^2} + 0.006\,7e^{-(\frac{x-0.000\,2}{0.016\,8})^2}) \quad (5)$$

$$f(y) = 2\,819.2 \times (0.003\,6e^{-(\frac{y-0.013\,6}{0.028\,6})^2} + 0.003\,0e^{-(\frac{y-(-0.027\,9)}{0.020\,8})^2} + 0.002\,1e^{-(\frac{y-0.044\,1}{0.010\,7})^2} + 0.002\,0e^{-(\frac{y-(-0.047\,6)}{0.006\,8})^2}) \quad (6)$$

在 z 方向上,以能量为 2.8 MeV 的质子束轰击一个 3 层结构的锂靶。此时,质子能够穿过锂层,最终深入钽层约 20 μm 后停止并沉积。在此过程中, z 方向的能量分布可认为是常数。结合 x 和 y 方向的束斑分布,推导出锂和钽薄膜的体积热源模型分别为

$$q_{\text{Li}}(x, y) = E_p I_p (f(x) + f(y) + C_{\text{Li}}) \quad (7)$$

$$q_{\text{Ta}}(x, y) = E_p I_p (f(x) + f(y) + C_{\text{Ta}}) \quad (8)$$

式中: E_p 为质子能量; I_p 为束流强度; C_{Li} 、 C_{Ta} 分别

为对锂层和钽层质子 z 方向的沉积分布进行积分得到的常数。

通过移动热源实现对束斑扫描过程的模拟,不同的扫描方式对应不同的位移随时间变化的函数。本文研究了正弦波、三角波和锯齿波这 3 种扫描模式。

1.3 数值计算

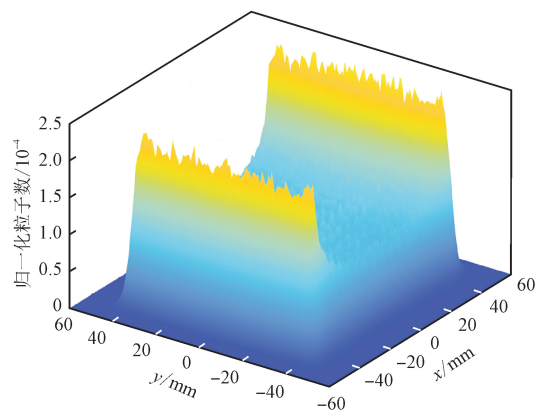
采用商用计算流体力学软件 ANSYS 的 Fluent 模块进行计算,对 3 层固体锂靶模型进行网格划分,网格独立性验证的结果表明,网格数为 2 502 784 时已达到网格无关,因此取该网格数作为计算网格。考虑到冷却微管中水流的影响,选择 RNG $k-\epsilon$ 湍流模型。根据实际情况,所有模拟工况下冷却水的入口流速均设为 10 m/s,温度为 10 $^{\circ}\text{C}$ [25]。基于 1.2 节得到的体积热源模型,结合不同的扫描波形方程,使用用户定义函数(UDF)处理靶上不同宽度质子束点的扫描过程。

2 束斑扫描过程中粒子在锂靶表面的分布

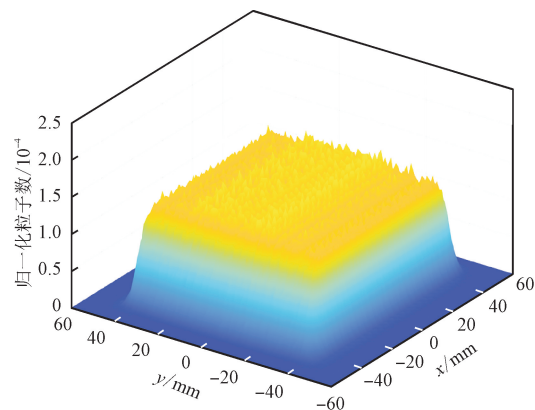
扫描过程中,锂靶温度场与粒子分布密切相关。采用 MATLAB 软件对 Tracewin 计算得到的束斑中每个粒子的 x, y 坐标矩阵加减相同数,可模拟束斑的整体运动。保留原始矩阵,并在移动后将新矩阵依次连接,可叠加多个束斑以模拟扫描效果。将扫描区域进行网格划分,并对每个网格中的粒子进行计数。不同扫描模式下,宽度为 18 mm 的初始束斑扫描 1 s 后靶上的粒子数分布情况如图 3 所示。由图可知,沿着扫描方向,粒子数分布与扫描模式密切相关。图 3(a)为变速扫描(正弦波模式)下的粒子数分布,整体呈现 U 形;图 3(b)和 3(c)为匀速扫描(三角波和锯齿波模式)下的粒子数分布,整体呈现平台状。对比两幅图可知,相较于三角波扫描和锯齿波扫描模式,正弦波扫描模式在同一时间段内落在锂靶边缘的入射粒子数更多。正弦波模式下,靶上粒子的分布均匀度明显低于三角波模式和锯齿波模式。这是由于当扫描模式为三角波函数时,束斑的扫描速度为匀速,粒子会在扫描过程中均匀落在锂靶区域;而对于正弦波模式,正弦函数幅值区域对应束斑扫描至锂靶的边缘附近,束斑的扫描速度在正弦函数的幅值区域较慢,导致更多的粒子落在锂靶边缘。

图 4 给出了不同初始束斑宽度下,以三角波模

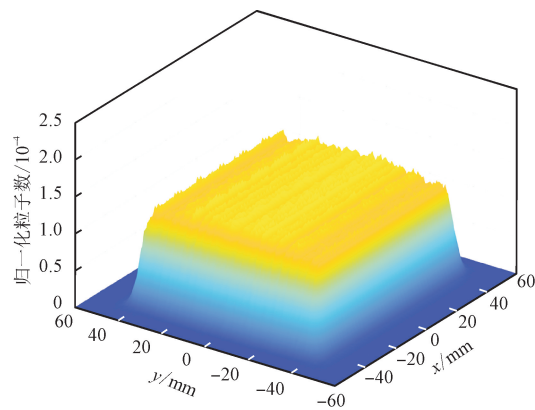
式匀速扫描 1 s 后扫描区域内的粒子数分布情况。结合图 3(b)可以看出,平台状的粒子数分布随初始束斑宽度的增加而变窄,中央区域落入的粒子更多。这表明初始束斑宽度越大,锂靶区域内粒子分布越集中,靶上粒子分布均匀性越差。束斑越宽意味着扫描路径越短,即三角形/锯齿形波形的振幅越小,因此粒子会集中分布在锂靶的中央区域。



(a) 正弦波模式



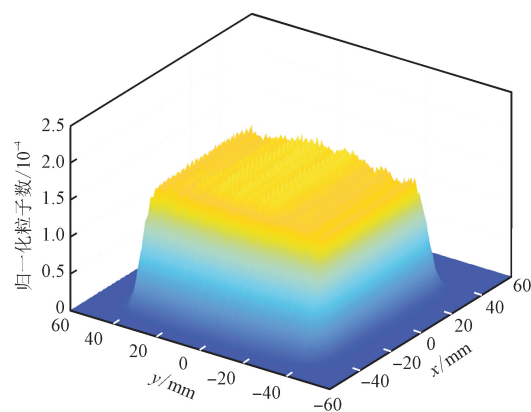
(b) 三角波模式



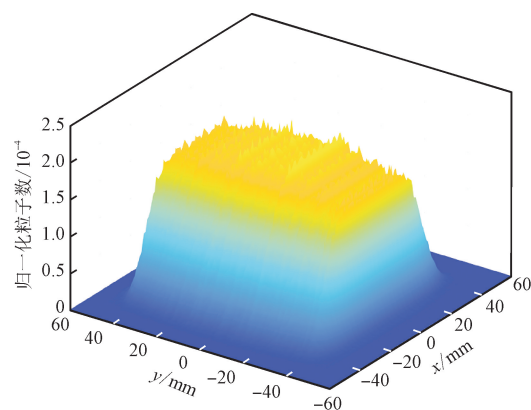
(c) 锯齿波模式

图 3 0.1 s 扫描时间内不同扫描模式下靶上粒子数的归一化分布

Fig. 3 Normalized distribution of particles on the target under different scanning modes within 0.1 s scanning time



(a) 初始束斑宽度为 30 mm



(b) 初始束斑宽度为 60 mm

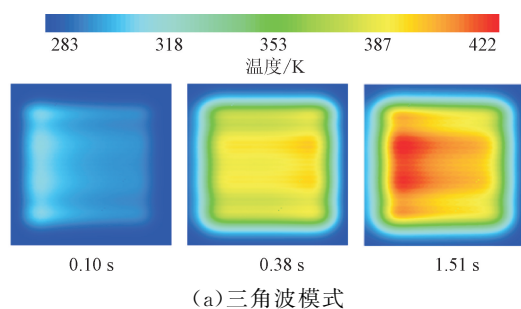
图 4 0.1 s 扫描时间内不同初始束斑宽度下靶上粒子数的归一化分布

Fig. 4 Normalized distribution of particles on the target under different initial beam spot widths within 0.1 s scanning time

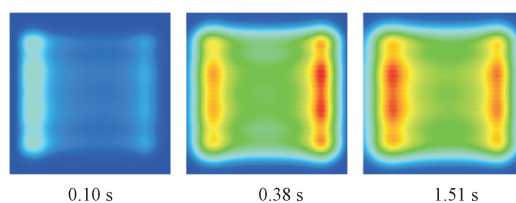
3 束斑扫描过程中锂靶温度场变化

3.1 不同扫描模式下的锂靶温度场

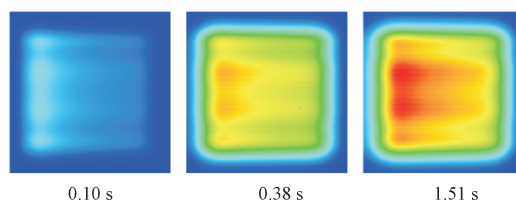
为了更好地理解锂靶在束斑扫描过程中的响应,对其温度场变化进行计算。不同扫描模式下,宽度为 30 mm 的束斑在 0.10、0.38、1.51 s 时锂靶的表面温度分布如图 5 所示。其中,三角波和正弦波的扫描频率为 150 Hz,锯齿波的扫描频率为 300 Hz。这是由于锯齿波周期是三角波的 1/2,因此锯齿波频率应设定为三角波的 2 倍,以保证运动速度相同,便于比较。



(a) 三角波模式



(b) 正弦波模式



(c) 锯齿波模式

图 5 不同扫描模式下锂靶表面不同时刻的温度场分布

Fig. 5 Temperature field distribution of lithium target surface at different times under different scanning modes

由图 5 可见,在束斑的扫描下,锂靶表面温度逐渐升高,在扫描区域内形成一个核心高温区并随束斑移动,在束斑扫过区域可以观察到扫描路径上形成的温度尾迹。三角波和锯齿波模式下,1.51 s 时的表面温度场分布几乎一致,但在 0.38 s 时却有所不同。三角波模式下,锂靶的高温区出现在左边缘,锯齿波模式的高温区出现在右边缘。锯齿波模式下,束斑只在 x 方向上单向运动;而三角波模式下,束斑在 x 方向上进行往复运动。由图 5 中的温度分布尾迹可见,三角波模式和锯齿波模式下的束斑在 0.38 s 时表现出不同的扫描方向。但由于均为匀速运动,三角波模式和锯齿波模式下的温度场分布最终会趋于相同。由图 5 还可以看出,有两个高温区域出现在锂靶的边缘,这种温度分布方式与图 3(a)中正弦波模式下的粒子分布模式一致。正弦波模式下,束斑在锂靶边缘区域的移动速度较慢,导致更多的粒子沉积在该区域,因此温度高于扫描区域中心。由此可见,不同扫描模式下的锂靶温度场存在显著差异。

由于锂靶熔点较低,因此扫描过程中靶表面可达到的最高温度更受关注。图 6 展示了不同扫描模式下锂靶表面最高温度随时间的变化。由图可见,扫描过程中锂靶表面的最高温度不断增大,最终在 0.8 s 左右达到平衡。正弦波扫描模式下,最高温度上升最快,最终稳定在 429~467 K,此时的温度最大值为 467 K,已超过了锂在真空下的熔点 453 K^[3]。三角波扫描模式下,最高温度上升较慢,最终稳定在 411~438 K。锯齿波扫描模式下升温最慢,表面最高

温度最终稳定在 417~431 K。3 种扫描模式下,锂靶能达到的最高温度分别为 467、438、431 K。这表明当初始束斑宽度为 30 mm 时,相同冷却条件下,三角波和锯齿波扫描模式都可使锂靶表面最高温度保持在锂的熔点以下,从而防止热量积累导致锂靶熔毁;而在正弦波扫描模式下,锂靶的熔毁风险较大。

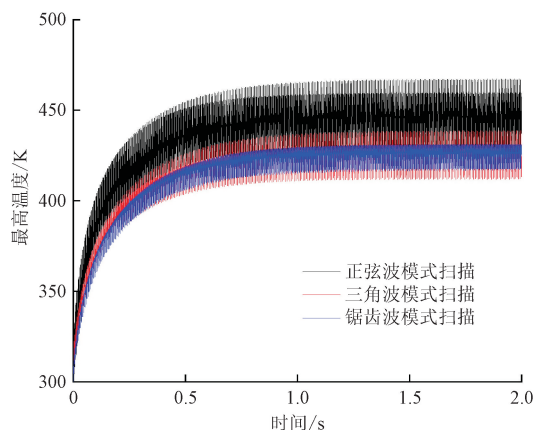


图 6 不同扫描模式下锂靶表面最高温度随时间的变化
Fig. 6 Variation of the maximum temperature of the target surface over time under different scanning modes

由图 6 还可以看出,除最高温度不同外,3 种扫描模式导致最高温度的变化范围也有区别。正弦波模式下,温度的变化范围最大达到 38 K,三角波模式下为 27 K,锯齿波模式下温度变化范围最小,仅为 14 K。这表明锯齿波模式能够在质子打靶过程中提供最好的热稳定性。因此,锯齿波模式可作为最佳扫描模式。此外,对比三角波模式和锯齿波模式下的温度变化可以发现,即使以相同的速度进行均匀扫描,扫描模式的不同依然会导致最高温度的差异。

图 7 给出了沿扫描方向锂靶表面不同位置的线平均温度随时间的变化情况。由锯齿波和三角波模式下的温度变化可以看出,0.003~0.004 s 时,边缘位置($x=110$ mm)的温度在三角波模式下显著上升,而另一端边缘位置($x=10$ mm)的温度保持不变;锯齿波模式下, $x=110$ mm 处的温度略有上升然后下降,而 $x=10$ mm 处温度立即开始上升。0.006~0.007 s 时也呈现类似情况。这是因为三角波模式下束斑会进行往复运动,扫描过程中束斑会两次经过 $x=10$ mm 与 $x=110$ mm 位置处,导致边缘区域的双重加热。相反,锯齿波模式下束斑在到达锂靶边缘后立即返回到初始位置,开始下一次重复扫描,从而避免了双重加热情况。这就解释了即使扫描速度相同,锯齿波模式下的表面最高温度仍低于三角波模式下的表面最高温度。正弦波模式

下,边缘位置($x=10$ mm 和 110 mm)的温升明显高于前两种扫描模式,温度曲线的上升沿更宽,这就印证了该种模式下,束斑在边缘处移动较慢,因此这些区域的能量沉积更多,导致锂靶边缘处出现两个高温区域。

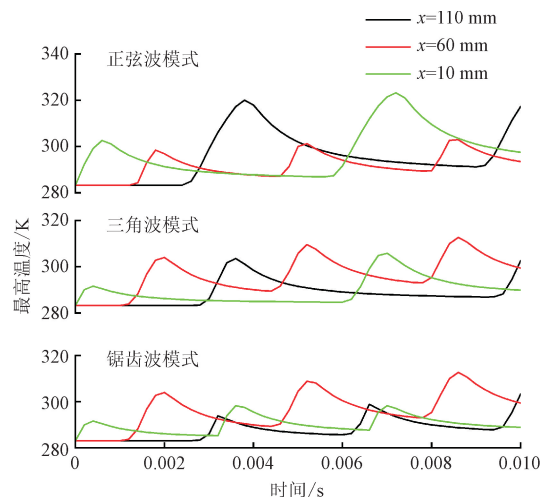
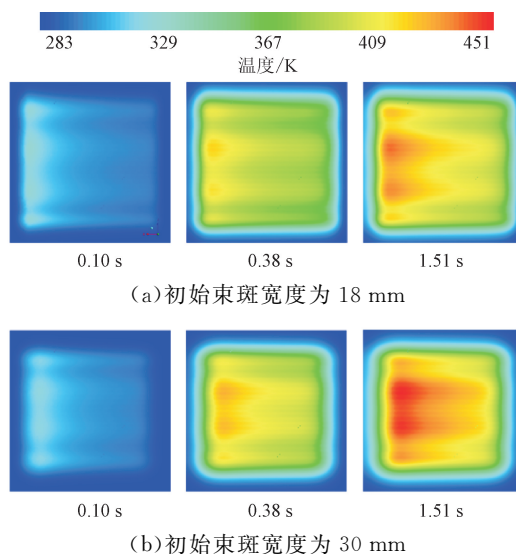


图 7 不同扫描模式下不同位置的线平均温度随时间的变化
Fig. 7 Variation of line average temperature at different positions under different scanning modes with time

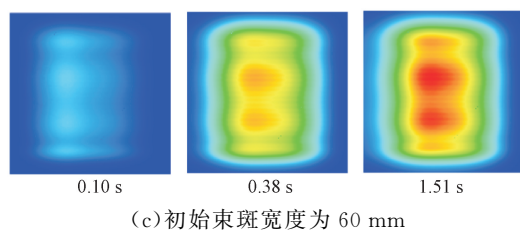
3.2 不同初始束斑宽度下的锂靶温度场

除扫描方式外,初始束斑宽度也会直接影响质子打靶时锂靶上的温度分布和最高温度。锯齿波模式下,不同宽度初始束斑在 0.1、0.38、1.51 s 时锂靶表面的温度分布如图 8 所示。对比初始束斑宽度为 30 mm 和 18 mm 的工况,可看出温度场的分布相似。当初始宽度增加到 60 mm 时,锂靶温度场的分布与前两种明显不同,高温区只出现在锂靶的中间位置,这样的温度分布情况与图 4 中粒子的分布相一致。



(a) 初始束斑宽度为 18 mm

(b) 初始束斑宽度为 30 mm



(c) 初始束斑宽度为 60 mm

图 8 不同初始束斑宽度下锂靶表面不同时刻的温度场分布
Fig. 8 Temperature field distribution of lithium target surface at different times under different initial beam spot widths

对于不同初始束斑宽度开展扫描过程锂靶表面最高温度计算,得到的结果如图 9 所示。由图可见,扫描过程中锂靶的表面最高温度随时间增加,升高速率也随初始束斑宽度的增大而增大,并最终稳定在一定范围内。初始束斑宽度为 60 mm 时,最高温度为 463 K,稳定后在 448~463 K 波动。初始束斑宽度为 30 mm 时,最高温度波动范围降至 417~431 K。对于 18 mm 的初始束斑宽度,稳定后的锂靶表面最高温度在 401~416 K 之间变化。这表明初始束斑宽度越小,扫描时锂靶的表面最高温度越低。此外,三者稳定后的最大温度变化范围差异不显著,表明初始束斑宽度对温度分布的影响较小。

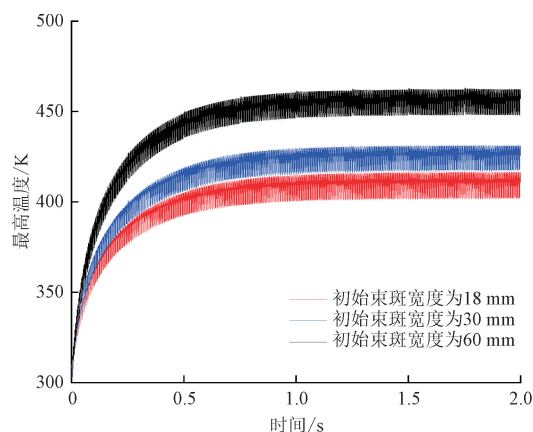


图 9 不同初始束斑宽度下锂靶表面最高温度随时间的变化
Fig. 9 Variation of the maximum temperature of the target surface over time under different initial beam spot widths

图 10 给出了不同初始束斑宽度下,锂靶表面不同位置的线平均温度随时间的变化。由图可见,初始束斑宽度为 60 mm 时,温度升高主要集中在中心区域,边缘处较不明显。当初始束斑宽度减小到

30 mm 时,边缘位置的最高平均温度与中心位置最高平均温度的差异已明显变小。初始束斑宽度为 18 mm 时,边缘位置的温度变化与中心位置相似,且同一个扫描周期内的峰值较为接近。这表明随着初始束斑尺寸减小,扫描范围会从锂靶中心区域扩大至边缘,整个锂靶表面的温度分布会更加均匀。初始束斑宽度为 60 mm 时,锂靶的中心温度高于边缘温度,导致中心和边缘之间存在明显温差。这种不均匀的温度分布可能使得靶上的薄膜热应力较大,从而出现破裂问题。因此,选择较小的初始束斑宽度,有助于降低锂靶表面的最高温度。

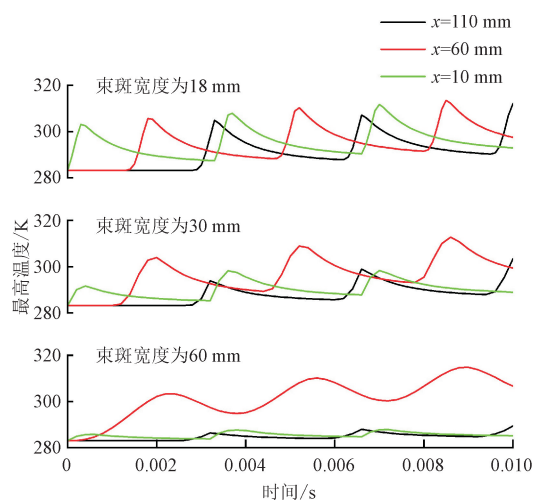


图 10 不同初始束斑宽度下不同位置的线平均温度随时间的变化

Fig. 10 Variation of line average temperature at different positions under different initial beam spot widths over time

3.3 不同扫描频率下的锂靶温度场

束斑扫描均匀化方案中,扫描频率也是极为关键的参数。为研究扫描频率对温度场的影响,模拟了锯齿波模式下宽度为 30 mm 的束斑以不同频率 (100、200、300 Hz) 在锂靶上的扫描过程,得到的温度场变化如图 11 所示。由图可见,3 种扫描频率下锂靶的整体温度场分布特征相一致,不同扫描频率下的温度场之间存在细微差异,即扫描频率越快,温度分布越均匀。同一时刻下,温度尾迹的面积随扫描频率的增加而增大。更高的扫描频率意味着束斑具有更快的扫描速度,这会使得束斑在相同时间内覆盖的区域更大,即单位时间内相同数量粒子能够分布在更大范围的面积上,导致入射到靶上的单位面积瞬时功率降低,温度分布更加均匀。

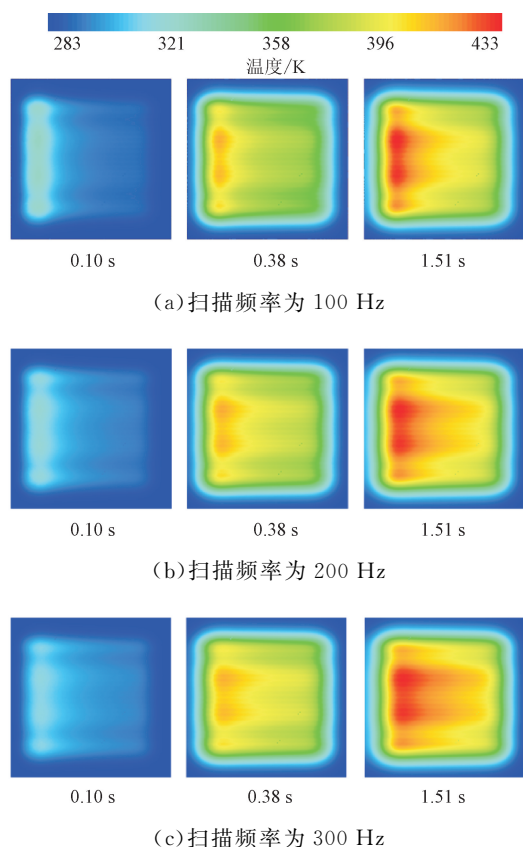


图 11 不同扫描频率下锂靶表面不同时刻的温度场分布

Fig. 11 Temperature field distribution of lithium target surface at different times under different scanning frequencies

图 12 展示了不同扫描频率下锂靶表面最高温度随时间的变化。由图可见,当扫描频率为 100 Hz 时,最高温度最终稳定在 419~445 K;当频率升至 200 Hz 时,最高温度处于 417~436 K;在频率达到 300 Hz 时,最高温度在 415~431 K 之间波动。

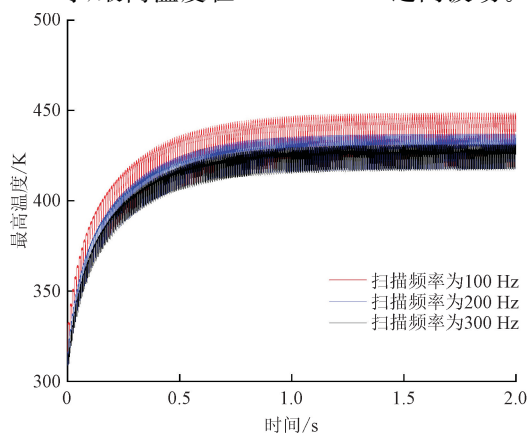


图 12 不同扫描频率下锂靶表面最高温度随时间的变化

Fig. 12 Variation of the highest temperature on the target surface over time under different scanning frequencies

在所有扫描频率下,最高温度都低于锂的熔点。当频率为 300 Hz 时,最高温度最低,变化区间最小,仅为 16 K。扫描过程中,最高温度的波动与束斑移动速度有关。而束斑运动速度与扫描频率呈正相关,更快的束斑运动使得最高温度的波动减小,提高了热稳定性。3.1 节对不同扫描模式的研究结果也印证了这一观点,即在正弦模式下,边缘位置的扫描速度较慢,相较于其他两种扫描模式,温度变化较大。

图 13 显示了不同扫描频率下不同位置的线平均温随时间的变化。由图可见,相同时间内扫描频率不同会导致同一位置被加热的次数不同。当扫描频率为 100 Hz 时,0.01 s 内 $x=10$ mm 位置处仅出现了一次温升;当频率增加到 200 Hz 时,同一位置处的温升增加到两次;当扫描频率为 300 Hz 时,温升次数变为 3 次。然而,在 0.01 s 时,以 300 Hz 频率进行扫描经过 3 次温升的靶面线平均温度反而低于在 100 Hz 频率下仅经过一次温升后的温度。这是因为扫描频率越高,束斑移动越快,使得同一位置的加热时间更短。由于不同频率下单次温升的峰值随频率的增加而降低,因此提高扫描频率有助于降低锂靶表面的最高温度。

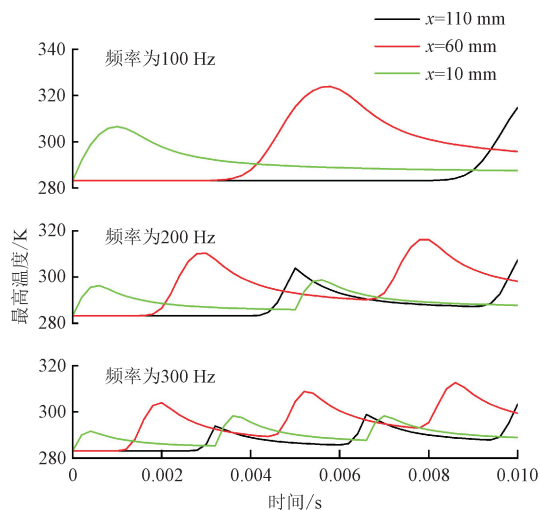


图 13 不同扫描频率下不同位置的线平均温度随时间的变化

Fig. 13 Variation of line average temperature at different positions under different scanning frequencies over time

4 结 论

本文采用数值方法研究了加速器中子源锂靶在不同扫描模式下的粒子分布以及表面温度场分布,分析了表面最高温度和不同位置的线平均温度随时

间的变化,得到以下主要结论。

(1)不同扫描模式下,入射粒子在靶上的分布存在显著差异,匀速扫描和较小的束斑宽度能够提高束斑的均匀性。扫描过程中锂靶表面温度场与粒子的分布密切相关。

(2)最佳扫描模式为锯齿波模式。在其他参数相同的情况下,以锯齿波模式扫描时,锂靶表面的最高温度会较其他两种模式低 $7\sim 36\text{ K}$ 。同时,减小初始束斑宽度和提高扫描频率均能使锂靶表面的最高温度降低。

(3)最佳扫描方案为宽度为 30 mm 的束斑以 300 Hz 频率的锯齿波模式进行扫描,此时锂靶表面的最高温度为 431 K ,比锂的熔点 453 K 低了约 22 K 。研究结果有助于优化加速器中子源锂靶的冷却设计,进一步提高锂靶性能。

参考文献:

- [1] DYMOVA M A, TASKAEV S Y, RICHTER V A, et al. Boron neutron capture therapy: current status and future perspectives [J]. *Cancer Communications*, 2020, 40(9): 406-421.
- [2] 林作康, 杨璞, 赵乾坤, 等. AB-BNCT 中子靶物理设计分析 [J]. *原子能科学技术*, 2020, 54(5): 804-810. LIN Zuokang, YANG Pu, ZHAO Qiankun, et al. Analysis of physical design for AB-BNCT neutron target [J]. *Atomic Energy Science and Technology*, 2020, 54(5): 804-810.
- [3] LI Jinglun, XIE Yupeng, DU Xin, et al. Corrosion of solid lithium on copper/tantalum/silicon carbide at elevated temperatures for AB-BNCT target [J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research: Section A Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2024, 1061: 169108.
- [4] KUMADA H, MATSUMURA A, SAKURAI H, et al. Project for the development of the linac based NCT facility in University of Tsukuba [J]. *Applied Radiation and Isotopes*, 2014, 88: 211-215.
- [5] KUMADA H, SAKAE T, SAKURAI H, et al. Current development status of accelerator-based neutron source for boron neutron capture therapy [J]. *EPJ Techniques and Instrumentation*, 2023, 10(1): 18.
- [6] BAYANOV B, BELOV V, KINDYUK V, et al. Lithium neutron producing target for BINP accelerator-based neutron source [J]. *Applied Radiation and Isotopes*, 2004, 61(5): 817-821.
- [7] KAMADA S, TAKADA M, SUDA M, et al. Development of target system for intense neutron source of p-Li reaction [J]. *Applied Radiation and Isotopes*, 2014, 88: 195-197.
- [8] PHOENIX B, GREEN S, SCOTT M C, et al. Development of a higher power cooling system for lithium targets [J]. *Applied Radiation and Isotopes*, 2015, 106: 49-52.
- [9] 李晓博, 胡耀程, 范晶晶, 等. 用于车载加速器中子源的边缘冷却靶结构研究 [J]. *西安交通大学学报*, 2023, 57(6): 160-171. LI Xiaobo, HU Yaocheng, FAN Jingjing, et al. Study of edge-cooling target structure for transportable accelerator-driven neutron source [J]. *Journal of Xi'an Jiaotong University*, 2023, 57(6): 160-171.
- [10] LEE B N, PARK J A, LEE Y S, et al. Design of neutron targets with the 4 MeV cyclotron for BNCT [J]. *Journal of the Korean Physical Society*, 2011, 59(23): 2032-2034.
- [11] HU Yaocheng, LI Xiaobo, LV Yongsheng, et al. Simulations on the thermal and mechanical performance of the rotating target system of accelerator-driven neutron source for boron neutron capture therapy (BNCT) [J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research: Section A Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2023, 1053: 168340.
- [12] LIN Ping, QIN Yuanshuai, HAO Changwei, et al. Thermal study of a scanning beam in granular flow target [J]. *Nuclear Engineering and Technology*, 2022, 54(11): 4310-4321.
- [13] CHU W T, LUDEWIGT B A, RENNER T R, et al. Instrumentation for treatment of cancer using proton and lightion beams [J]. *Review of Scientific Instruments*, 1993, 64(8): 2055-2122.
- [14] HABERER T, BECHER W, SCHARDT D, et al. Magnetic scanning system for heavy ion therapy [J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research: Section A Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 1993, 330(1/2): 296-305.
- [15] PEDRONI E, BACHER R, BLATTMANNH, et al. The 200 MeV proton therapy project at the Paul Scherrer institute: conceptual design and practical realization [J]. *Medical Physics*, 1995, 22(1): 37-53.
- [16] RENNER T R, CHU W T. Wobbler facility for biomedical experiments [J]. *Medical Physics*, 1987, 14(5): 825-834.
- [17] TANAKA K, YOKOBORI H, ENDO S, et al. Characteristics of proton beam scanning dependent on Li

- target thickness from the viewpoint of heat removal and material strength for accelerator-based BNCT [J]. *Applied Radiation and Isotopes*, 2009, 67 (2): 259-265.
- [18] NAKAMURA S, IGAKI H, ITO M, et al. Characterization of the relationship between neutron production and thermal load on a target material in an accelerator-based boron neutron capture therapy system employing a solid-state Li target [J]. *PLoS One*, 2019, 14(11): e0225587.
- [19] BATYGIN Y K, KUSHIN V V, PLOTNIKOV S V. Uniform target irradiation by circular beam sweeping [J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research: Section A Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 1995, 363 (1/2): 128-130.
- [20] SAVCHENKO I V, STANKUS S V. Thermal conductivity and thermal diffusivity of tantalum in the temperature range from 293 K to 1 800 K [J]. *Thermophysics and Aeromechanics*, 2008, 15 (4): 679-682.
- [21] ANWAR T, ASIFA, KUMAM P, et al. Comparative thermal analysis of Nickel and Tantalum based hybrid nanofluid using constant proportional Caputo and Atangana-Baleanu operators with time-controlled condition [J]. *Case Studies in Thermal Engineering*, 2023, 49: 103202.
- [22] YE Yonghuang, SAW L H, SHI Yixiang, et al. Numerical analyses on optimizing a heat pipe thermal management system for lithium-ion batteries during fast charging [J]. *Applied Thermal Engineering*, 2015, 86: 281-291.
- [23] LI Runlong, ZOU Xinyi, XU Tong, et al. Thermal distribution evolution model of SEI in lithium metal anodes [J]. *Journal of Energy Storage*, 2024, 88: 111664.
- [24] CHASE M W. NIST-JANAF thermochemical tables [M]. 4th ed. Melville, NY, USA: AIP, 1998.
- [25] 胡耀程, 范晶晶, 谢宇鹏, 等. 脉冲束流下车载加速器中子源靶传热特性 [J]. *西安交通大学学报*, 2024, 58(7): 84-93.
- HU Yaocheng, FAN Jingjing, XIE Yupeng, et al. Heat transfer characteristics of transportable accelerator neutron source targets under pulsed beam [J]. *Journal of Xi'an Jiaotong University*, 2024, 58(7): 84-93.

(编辑 李慧敏)