一种新型多靶方法：同步提升冷中子源的亮度、强度和双谱性能

A. Ioffe[1], P. Konik[2,3,*], D. Shapiro[4]

1 阿里-法拉比哈萨克国立大学物理与技术系，哈萨克斯坦阿拉木图**2** 中国东莞散裂中子源

[illegible]中国科学院高能物理研究所，中国北京**4** 匈牙利布达佩斯布达佩斯中子中心，

H

***通讯作者：konikpetr@ihep.ac.cn**

摘要

提升冷中子束的亮度是现代冷中子源发展的核心目标，因为它在很大程度上决定了高分辨率中子仪器的样品处中子强度。提高加速器束功率受到靶的散热极限0.5–1 kW/cm2的限制；而由于冷中子的平均自由程有限，将慢化体长度增加到约20–30 cm以上则效率低下。我们提出颠覆传统设计思路：不再针对固定的靶—预慢化器源来调整低温慢化体，而是针对高性能慢化器构型来设计热中子源几何结构。

该概念通过阶梯式慢化剂组件实现，该组件由多个较短的压缩慢化体构成，每个慢化体均配有独立的靶-预慢化体单元。这样可将中子产生分散到多个单元中，从而在保留压缩慢化体亮度优势的同时，支持更高的加速器功率。与单个低维慢化体或常规大体积慢化体相比，在所需束流横向尺寸下，这种方法可进一步提高亮度和强度，并且可能自然产生双谱中子束，从而扩大中子仪器的动态范围。

1. 引言

现代冷中子源发展的主要方向之一，是提高出射中子束的亮度，因为对于大多数高分辨率中子仪器而言，亮度在很大程度上决定了样品处的强度；这类仪器要求对入射中子束进行强准直 [1]。

目前，低维（准二维或准一维）仲氢（p-H2）慢化器被视为提高中子亮度最有效的方法之一 [2]。此类慢化器计划用于正在建设或处于设计阶段的新中子源，包括欧洲散裂中子源 [3], 短脉冲中子源 [4], 和 HBS [5]。具体而言，将尺寸为（$10 \times 10 \times 10$）cm^3（$W \times H \times L$）的三维几何结构 p-H_2 慢化器压缩为（$10 \times 3 \times 10$）cm^3 的准二维几何结构，并将其高度 H 从 10 cm 降至 3 cm，可使亮度提高约 2.5 倍。例如，欧洲散裂中子源慢化体设计 [3]便采用了这种方法。

然而，压缩 p-H_2 慢化器会导致出射中子束的强度降低。当慢化体高度约为 3 cm 时，中子束强度已比使用高度为 10 cm 的慢化器时低约 20% [3]。尽管进一步降低慢化体高度（例如降至 1 cm）会使亮度增益提高至约五倍，这是由于

几何压缩，但代价是强度损失约 50%。与此同时，较大的横向束流尺寸可用于在样品处沿垂直于散射平面的方向实施额外的中子聚焦，从而为提高样品处的中子通量提供另一种途径。

此外，在我们先前的研究中[6]，，我们表明，对于任何给定的仪器，以及由入射到靶上的质子束功率所决定的、慢化器与中子导管入口之间的任意指定距离，都存在一个最佳慢化器尺寸，可在慢化剂亮度与其强度之间取得平衡。超过这一最佳尺寸后，进一步压缩会降低样品处的有效中子通量

因此，将慢化器尺寸缩小到这一最佳值以下，并不是提高输送至仪器的中子强度的合理方法。

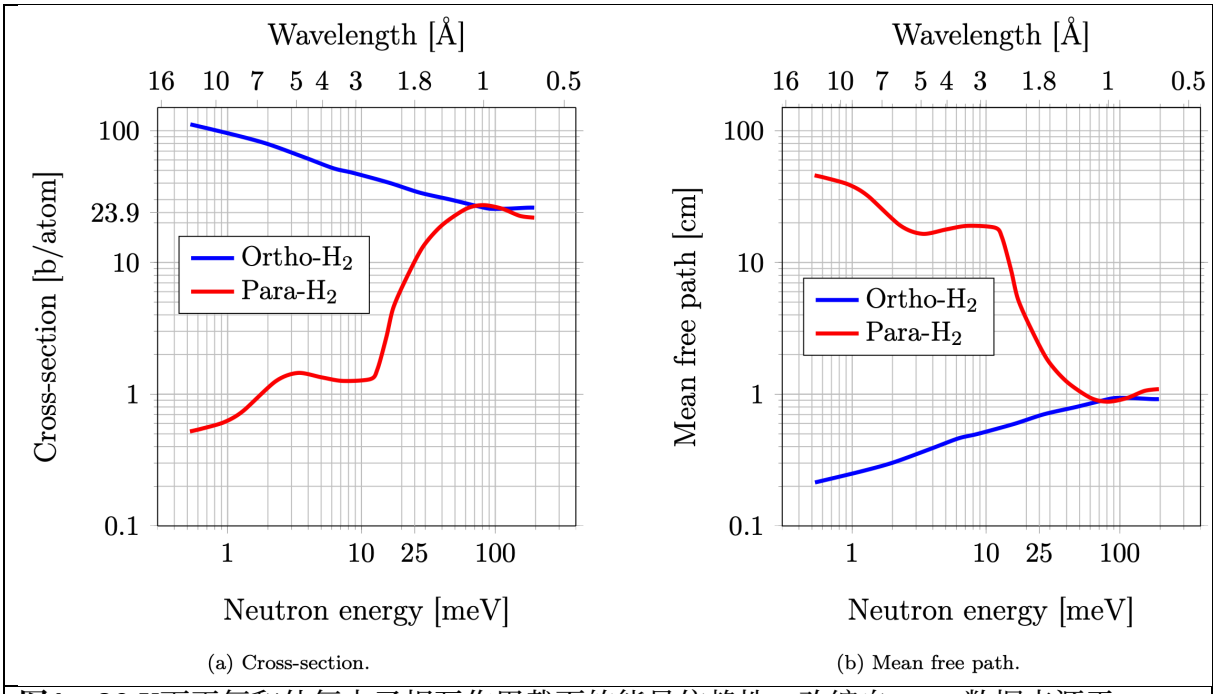
提高这一通量的一个直接方法是提升加速器束功率，从而增加入射到低温慢化体上的中子通量。然而，最大可用束功率受到靶的散热能力及其承受相关热应力和机械应力的能力限制（例如，对于 HBS 等高电流加速器驱动中子源（HiCANS），热负荷为 0.5–1 kW/cm2 [7]）。因此，在这一方案中，若慢化器端面保持不变，增加慢化体长度是容纳更高加速器束功率的唯一方法。然而，正如本文将要说明的，由于冷中子的平均自由程有限，当慢化体长度超过约 20–30 cm 后，即使按比例提高加速器束功率，继续增加长度也会变得效率低下。

在本研究中，我们提出了一种新方法：不同于针对由靶和预慢化器构成的固定热中子源几何结构来优化低温慢化体几何结构，我们根据所选高性能低温慢化体配置，调整热中子源本身的几何结构。本文所考虑的配置是一种阶梯式慢化剂组件，由多个较短的压缩型慢化体组成[8]，，每个慢化体分别与其自身的靶-预慢化体单元配对。这种配置通过将中子产生分配到多个慢化器单元中，同时保留压缩型慢化体的亮度优势，为利用更高加速器功率提供了一条切实可行的途径。

研究将表明，与单个低维慢化器或传统的大体积慢化体相比，采用经过适当设计的多靶配置，可以在保持所需束流横向尺寸[6]的同时，进一步提高亮度和强度。此外，这种配置还可能自然地产生双谱中子束，从而扩展中子仪器的动态范围。

2. 低维仲氢慢化剂

低维 p-H2 慢化体的运行原理 [9] 依赖于中子与 p-H2 相互作用的特性。一方面，典型能量为25 $\Delta E \approx 14.7$ 兆电子伏的热中子会被 p-H2 分子散射，并通过诱导 p-H2 向正氢态转变（仲氢到正氢的转化）而损失 . 兆电子伏的能量，在慢化器表面约 2 cm 范围内经过一次碰撞即可有效变为冷中子（见图1b）。这意味着，传统慢化器中中子在减速前需要经过多次散射所需的体积并非必要，因此可以压缩慢化器（即所谓的低维或扁平慢化器）。另一方面，冷中子在 p-H2 中的截面远小于热中子的截面（见图1a），因此冷中子可以从较深处逸出，慢化器的长度也可以变得较大。这两种效应共同使其亮度高于大体积慢化体。



(a) Cross-section. (b) Mean free path.

图1。20 K下正氢和仲氢中子相互作用截面的能量依赖性。改编自[8]，数据来源于[10, 图30，第367]页。

2.1. 仲氢慢化器长度的选择

考虑一个长度为L、截面积为（$W \times H$）的 p-H2 慢化体（1）（图2），其一个水平表面在面积（$W \times L$）范围内受到热中子的均匀照射。这些中子来自热慢化器（预慢化器）（2）；在其中，由质子束照射靶产生的能量为数兆电子伏的快中子被减速至热能（25–100 兆电子伏）。在 p-H2 中，能量为$E > 50$ 兆电子伏的热中子的平均自由程Λ_{th}（E）小于 1 cm（对于能量为$E > 25$ 兆电子伏的中子则小于 2.5 cm；见图1）。因此，它们在慢化器内的密度会随距受照表面的距离增加而迅速降低。

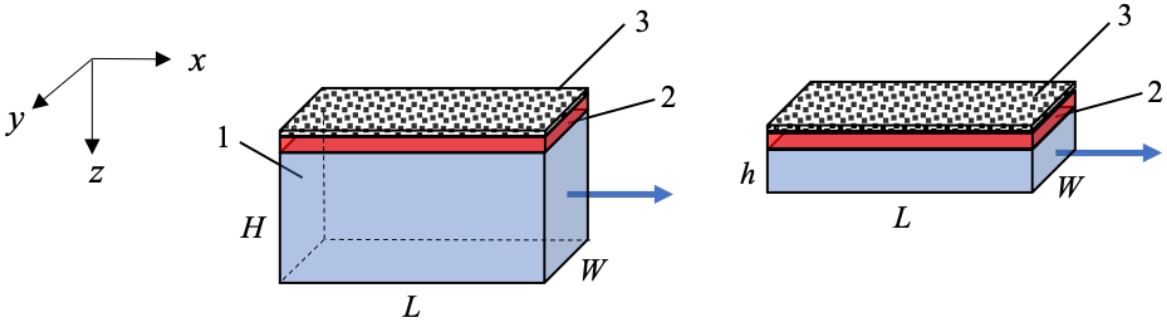


图2。由靶–预慢化器单元产生的热中子照射下的仲氢慢化器。左：三维慢化器；右：压缩的准二维慢化器（$h < H$）。1–仲氢慢化器；2–热预慢化器；3–质子靶。蓝色箭头表示冷中子发射方向。

将三维慢化器的高度 H 减小到较小的值 h（以下简称为压缩），会降低所发射冷中子束的强度。然而，束流亮度定义为强度与出口截面面积之比（在小

立体角近似条件下且探测器距离固定），会显著提高 [9]。压缩慢化体的亮度通常与高度为 10 cm 的大体积慢化体的亮度进行比较，由此定义压缩增益。如下面的图 6 所示，该增益会随着慢化体高度的降低而近乎呈指数增长。

与热中子相比，冷中子在仲氢中的平均自由程要长得多，通常为10–20厘米（对于能量为$E < 12$ 兆电子伏的中子，约为20厘米；见图1）。因此，在慢化器深处产生的冷中子能够有效地通过其端面逸出，并对出射束流作出贡献。由此，增加慢化体长度L 以及热中子源的长度，可同时提高出射束流的强度和亮度。

为简化起见，在以下分析中，我们假设慢化剂表面受到均匀热中子通量Φ（n/cm²/s）的照射，因此中子总速率（强度）等于Φ与受照面积的乘积：$I_{total} = \Phi \cdot (W \times L)$。因此，增加慢化体长度$L$ 需要按比例提高质子束流强度，进而提高加速器功率P。

在单次碰撞近似下，假设冷中子仅通过在p-H_2，中的一次碰撞产生，则沿纵向发射的冷中子束的谱强度（图2）可表示为中子能量$E_{out} = E - \Delta E$ 的函数，具体如下：

$$I_{out}(E_{out}, L, H, T) \sim M(E,T) \cdot \int_{-\pi/2}^{\pi/2} cos\,(\theta) \left\{1 - exp\left[-\frac{S(\theta, H, L)}{\Lambda(E)}\right]\right\} d\theta \cdot \int_0^L exp\left(-\frac{x}{\Lambda_{out}(E_{out})}\right) dx \tag{1}$$

第一项表示温度为 T 的预慢化器所产生、入射到 p-H_2 慢化体上的热中子通量Φ的能量分布。该分布由麦克斯韦能量分布描述，其中 $k_B = 0.08617$ meV/K 为玻尔兹曼常数：

$$M(E,T) = \frac{E}{(k_B T)^2}\, exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) \tag{2}$$

第二项描述在单次碰撞近似下，能量为 E 、在 p-H_2 中平均自由程为 $\Lambda(E)$ 的“母”热中子通过仲氢到正氢的转化，产生能量为 $E_{out} = E - \Delta E$ 的冷中子的过程。因靶中产生的快中子发生热化，预慢化器发出的热中子通量Φ具有朗伯角分布，该分布由因子$cos(\theta)$ 表示。函数 $S(\theta, H, L)$描述了从预慢化器不同位置发出的中子在 p-H_2 慢化体全长范围内的平均热中子路径长度（见附录 1）。

第三个因素描述了在长度为 L （图2）的 p-H_2 慢化体中，平均自由程为 Λ_{out}（E_{out}）的冷中子的积累。假设慢化体受到均匀照射，则这种积累可由以下函数描述：

$$J(L,E_{out})\sim\int_0^L exp\left(-\frac{x}{\Lambda_{out}(E_{out})}\right)dx=\Lambda_{out}(E_{out})\left[1-exp\left(-\frac{L}{\Lambda_{out}(E_{out})}\right)\right] \quad (3)$$

图3显示了对于能量为 9 meV（波长为 $\lambda=3$Å）的低能中子，以及能量分别为 20 meV（$\lambda=2$Å）、25 meV（$\lambda=1.8$ Å）和 82 meV（$\lambda=1$ Å）的高能中子，出射束强度随慢化体长度的变化关系。前者在仲氢中的平均自由程约为 19 cm，后者在仲氢中的平均自由程小于 3.7 cm（见图1）。由于能量为 2–9 meV（对应波长约为 2.6–6.4 Å）的中子的平均自由程几乎相同，约为 19 cm（图1），因此，9 meV 中子对应的曲线也代表了整个能量范围。

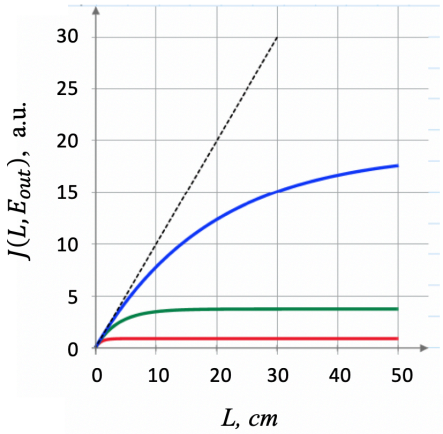


图3。出射中子束强度随慢化体长度的变化关系，图中分别给出了能量为82兆电子伏（红线）、20兆电子伏（绿线）和9兆电子伏（蓝线）的中子。虚线表示平均自由程为无穷大这一理想化情况下的变化关系。

图 3 表明，尽管冷中子在仲氢中的平均自由程相对较长（约为 19 厘米），但其有限值限制了中子强度的累积。累积仍然显著的有效慢化体长度 L_{eff} 约为出射中子的三个平均自由程。

例如，对于能量为 3 兆电子伏（$\Lambda_{out}\approx 19$ см）的中子，在 $L_{eff}=50$ 厘米处，其强度达到渐近值的约 94%。对于能量为 20 兆电子伏（$\Lambda_{out}\approx 3.7$ см）的中子，在 $L_{eff}=11$ 厘米处达到饱和；而对于能量为 82 兆电子伏（$\Lambda_{out}\approx 1$ см）的中子，则在 $L_{eff}=3$ 厘米处达到饱和。因此，将慢化体长度增加到超过这些数值，对于相应的中子能量几乎不会带来任何益处，因为只有在慢化体末端附近产生的中子才能逸出并对出射束流作出贡献。

需要注意的是，式（1）中使用的单次碰撞近似仅适用于仲氢体积相对较小的薄慢化体[8, 图24b]。对于含有较大体积仲氢的厚慢化体，该近似并不适用；在这种情况下，发生第二次碰撞的概率可能相当高，达到50% [8, 图23b]。

2.2. 加速器功率利用效率

在平均自由程无限大的理想情况下，从慢化器出射的中子束强度与慢化体长度成正比 ***L***（图 3 中的虚线）。如第 2.1 节所述，增加慢化体长度需要按比例提高质子束强度，进而提高加速器功率 ***P***。

对于 HiCANS 级别的源，通常认为靶热流密度的最大允许值约为 0.5–1 kW/cm2，具体取决于靶材 [11]。HBS 项目就是一个典型例子，它采用钽靶并配备微通道冷却 [7], ，这是目前最有效的技术解决方案之一。对于面积为 (10 x10) cm2 的靶，最大质子束功率为 0.1 MW。以此值为参考，并假设在本文中慢化器宽度 W 始终保持为 10 cm，可得慢化体长度 L 与所需总入射质子束功率 P 之间的关系如下：

$$L = \beta \cdot P$$

其中 β = 100 cm/兆瓦。

随后可将随着慢化体长度增加而变化的加速器功率利用效率定义为：长度为 L 的慢化器实际发射强度与相同长度理想慢化器发射强度之比（此处理想慢化器是指对于给定波长的出射中子完全透明的慢化器）：

$$\eta(L, E_{out}) = \frac{I_{out}(E_{out}, L)}{I_{ideal}(E_{out}, L)} = \frac{J(L, E_{out})}{L} \sim \frac{\Lambda_{out}(E_{out}) \cdot \left[1 - exp\left(-\frac{L}{\Lambda_{out}(E_{out})}\right)\right]}{L} \quad (4)$$

或者，也可以将该效率表示为加速器功率 P的函数：

$$\eta(P, E_{out}) \sim \frac{\Lambda_{out}((E_{out}) \cdot \left[1 - exp\left(-\frac{\beta \cdot P}{\Lambda_{out}(E_{out})}\right)\right]}{\beta \cdot P} \quad (5)$$

图4给出了针对不同中子能量计算得到的加速器功率利用效率 η 随加速器功率 P 变化的关系。可以看出，在成比例提高加速器功率的同时，简单地增加仲氢慢化体长度是低效的。

对于 3 W = 兆电子伏中子（λ =5 Å），当加速器功率为 P = 0.1 兆瓦（L = 10 cm，cm）时，加速器功率利用效率为%。然而，将加速器功率提高五倍至 P = 0.5 兆瓦（L =50 cm）后，出射中子束的强度仅增加约2.3倍（见图3），而加速器功率利用效率则降至35%。这表明，原则上，在相同加速器功率下，有效中子强度可提高2–2.5倍。

10 $\eta \approx 78$

对于高能中子，例如20 meV中子（λ =2 Å），由于其平均自由程较短，在P = 0.1兆瓦时的加速器功率利用效率约为3 meV中子的$\eta \approx 34\%$（图4）。与此同时，出射束强度已接近饱和，达到其最大可实现值的90%以上（图3）。因此，将质子束功率提高到0.5兆瓦并不会使出射束强度显著增加，但会使η 降至约7%。

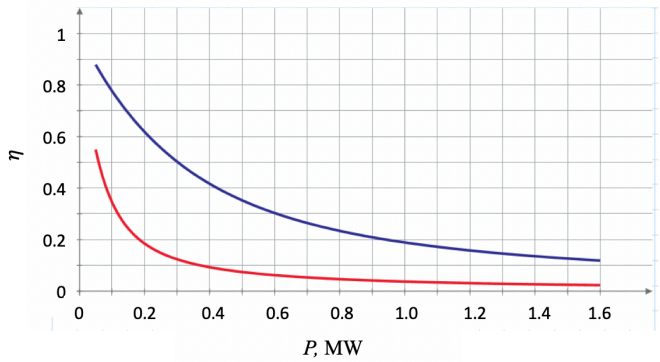


图 4. 对于 20 meV（λ = 2Å）（红色）和 3 meV（λ =5 Å）（蓝色）的中子波长，加速器功率利用效率随慢化体长度的变化关系。

因此，随着总慢化剂长度的增加，按比例提高加速器功率$P\ L$ 并不能有效提高出射中子束的强度。p-H_2 慢化体所能达到的最大冷中子通量，主要不是受可用最大加速器功率的限制，而是受靶上允许的热负荷限制，后者决定了靶的尺寸。这表明，有必要对靶—预慢化器系统采用新的几何设计方法。

应当强调，热量移除方面的限制并非紧凑型中子源所独有。采用固定靶的散裂中子源也面临类似约束，例如 ISIS 和 CSNS。在这些设施中，与欧洲散裂中子源不同，质子束集中照射靶的有限区域，而非分布在旋转盘表面。因此，进一步提高加速器功率同样受靶所能承受的最大热负荷限制。

3. 采用改装后的靶-预慢化体单元的阶梯式慢化体。

提高加速器功率利用率的一种可行方法，是采用此前提出的低维（压缩型）p-H_2 慢化体阶梯式组件 [8]。这种布置既保留了各个压缩慢化体的高亮度，又恢复了出射冷中子束较大的横截面。在角接受条件相当时，增大的整体束流孔径可以弥补单个压缩慢化体造成的强度损失，从而使组合组件的强度增益接近其亮度增益。

然而，正如 [12], 所示，阶梯式组件实际取得的增益可能远小于其潜在最大值。这既是由于预慢化器沿热中子产生区的范围有限，也因为各个阶梯与预慢化器之间的距离不同。这些因素会导致阶梯式慢化剂组件中的各阶梯受到不均匀照射，进而大幅降低其整体效能。

因此，为充分实现亮度和强度方面的潜在增益，必须使靶–预慢化器的几何结构适配阶梯式慢化剂组件，以确保热中子能够高效照射每一级阶梯。最自然的解决方案是采用遵循阶梯式 p-H_2冷源几何结构的靶–预慢化器单元阶梯式排列（图5b）。这样，每个靶–预慢化体单元便向其对应的慢化体阶梯提供热中子，从而在保留压缩型慢化体优势的同时，形成范围更广且照射均匀的区域。每一级阶梯相对较短，可确保质子束功率得到高效利用。

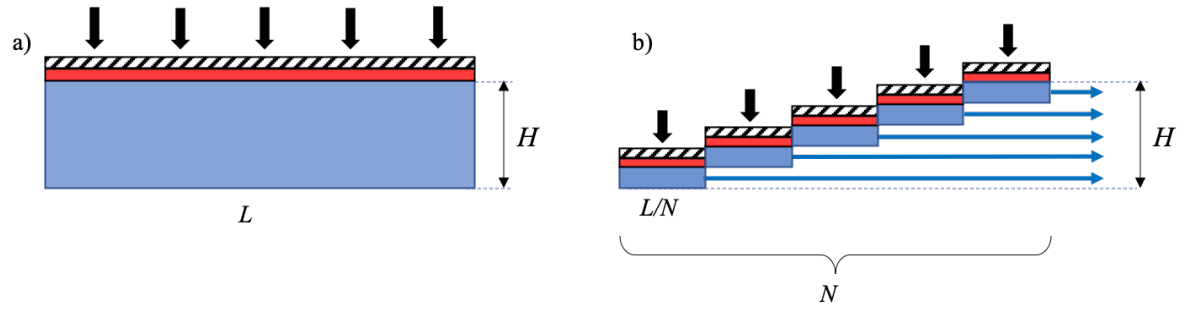


图5. (a) 单个靶–预慢化器–慢化器组件；(b) 阶梯式组件，由 N 级阶梯组成，每级均配有自己的靶-预慢化体单元和 p-H_2 慢化体。组件的宽度，即垂直于图示平面测量的尺寸，为 W （见图2）。

3.1 阶梯式组件产生的中子束亮度和强度

我们比较了由N 个相同单元组成的阶梯式组件与参考构型的中子特性；每个相同单元均由一个靶–预慢化器（TP）和一个长度相同的 p-H_2 慢化体组成（图5b），而参考构型由一个 TP单元和一个 p-H_2 慢化体组成，对应于单个阶梯（（$N = 1$）；图5a）。选择大体积慢化体作为参考，是因为两种构型的靶面积总和相同，因此所使用的加速器功率也相同。两种构型的慢化器总体外部尺寸相同（$W \times L \times H$），因此阶梯式组件能够容纳在参考慢化体的外廓范围内。

需要指出的是，此处将慢化体高度选为 10 cm 并非必要。若指定其他高度，例如 3 cm，结果也不会有显著差异。第4节将讨论与这一尺寸选择相关的一些实际限制。

我们将慢化体的亮度 $B_{out}(E_{out}, L, H, T)$ 定义为垂直于其表面发射的中子强度 $I_{out}(E_{out}, L, H, T)$（$W \times H$）与该表面积 $W \cdot H$ 之比。这里，我们假设测量中子强度的探测器距离固定，且远大于慢化体的尺寸：

$$B_{out}(E_{out}, L, H, T) = \frac{I_{out}(E_{out}, L, H, T)}{W \cdot H}$$

单个台阶相对于参考慢化体的亮度增益，等于因将慢化器压缩 N 倍至阶梯高度 h $= H/N$ 而产生的增益 $G_H(E_{out}, N, L, H, T)$，与因将慢化器缩短 N倍至台阶长度 L/N 而产生的衰减因子 $G_L(E_{out}, N, L)$ 的乘积（图5b）：

$$G_B^{Step}(E_{out}, N, L, H, T) = G_H(E_{out}, N, L, H, T) \cdot G_L(E_{out}, N, L) \qquad \text{[Eq. (6)]}$$

Here

$$G_H(E_{out}, N, L, H, T) = \frac{B_{out}(E_{out}, L, H/N, T)}{B_{out}(E_{out}, L, H, T)}$$

[式（7）]

其中，$B_{out}(E_{out}, L, H_N, T)$ 和 $B_{out}(E_{out}, L, H, T)$ 分别为压缩后的仲氢慢化器和参考仲氢慢化器的亮度。

图5显示了使用 PHITS [13] 在单次碰撞近似下计算得到的亮度增益 $G_H(E_{out}, N, L, H, T)$ 随慢化体高度 h $= H_0/N$ 的变化，相对于高度为 H_0 =10 厘米的大体积慢化体的亮度而言。假设慢化体受到具有麦克斯韦能量分布和朗伯角分布的热中子通量均匀照射（见式（1））。亮度增益的能量依赖性源于入射中子在仲氢中的平均自由程随能量变化（图1）。

该量

$$G_L(E_{out}, N, L) = \frac{J(E_{out}, L/N)}{J(E_{out}, L)}$$

[Eq. (8)]

描述了缩短单个慢化体阶梯所导致的亮度衰减。图6显示了总长度为 L =50 厘米的慢化体中，这一衰减因子随阶梯数 N 的变化关系。能量为3、5和9兆电子伏的中子所对应的曲线几乎完全重合。这是因为在该能量范围内，冷中子的平均自由程几乎相同，约为19–20厘米（图1）。

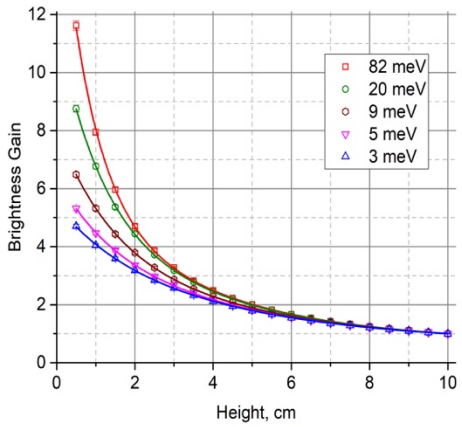


图 6。 对于能量分别为 82、20、9、5 和 3 兆电子伏（对应波长分别为 1、2、3、4 和 5 Å）的出射中子，亮度增益随慢化体高度 h 的变化；亮度以高度为 H_0 =10 cm 的慢化器亮度为基准进行归一化。

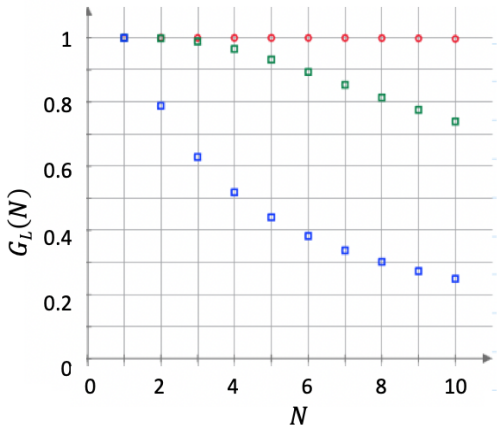


图 7。 对于能量分别为 82、20、9、5 和 3 兆电子伏（对应波长分别为 1、2、3、4 和 5 Å）的出射中子，亮度衰减因子 $G_L(N, L, E_{out})$ 随阶梯数 N 的变化；慢化器总长度为 L =50 cm。

由于强度与慢化剂亮度和其发射表面积的乘积成正比，因此单个阶梯发出的强度可表示为

$$I_{Step}(E_{out}, N, L, H, T) \equiv I_{out}\left(E_{out}, \frac{L}{N}, \frac{H}{N}, T\right) =$$

$$= B_{out}\left(E_{out}, \frac{L}{N}, \frac{H}{N}, T\right) \cdot \frac{H}{N} \cdot W \equiv B_{step}(E_{out}, N, L, H, T) \cdot \frac{H}{N} \cdot W$$

[式（9）]

阶梯式组件的总强度通过对从各个单独台阶射出的束流强度求和得到。考虑到相邻阶梯之间厚度为 a 的结构壁所对应的衰减因子 F_{wall} （见第3.2节），可得:

$$I_{Stair}(E_{out}, N, L, H, T, a) = I_{Step}(E_{out}, N, L, H, T) \cdot N \cdot F_{wall}(E_{out}, N, H, a)$$

[式（10）]

For N=1，损失因子 F_{wall} 等于 1，且强度 I_{Stair} 与 I_{Step} 相同:

$$I_{Stair}(E_{out}, 1, L, H, T) = I_{Step}(E_{out}, 1, L, H, T).$$

阶梯式组件的亮度为

$$B_{Stair}(E_{out}, N, L, H, T, a) = \frac{I_{Stair}(E_{out}, N, L, H, T, a)}{H \cdot W}$$

利用式（10），可得

$$\begin{aligned} B_{Stair}(E_{out}, N, L, H, T, a) &= \frac{I_{Step}(E_{out}, N, L, H, T)}{\frac{H}{N} \cdot W} \cdot F_{wall}(E_{out}, N, H, a) \\ &= B_{step}(E_{out}, N, L, H, T) \cdot F_{wall}(E_{out}, N, H, a) \end{aligned}$$

因此，阶梯式组件的亮度等于单个压缩阶梯的亮度，再乘以与包围仲氢的材料壁相关的损失因子。

同时，与参考慢化体相比，阶梯式组件的强度显著提升G_I^{Stair}，其中N =1 （图5a）。利用公式（9），我们得到

$$\begin{aligned} G_I^{Stair}(E_{out}, N, L, H, T, a) &= \frac{I_{Stair}(E_{out}, N, L, H, T, a)}{I_{Stair}(E_{out}, 1, L, H, T, a)} \\ &= \frac{I_{Step}(E_{out}, N, L, H, T) \cdot N}{I_{Step}(E_{out}, 1, L, H, T)} \cdot F_{wall}(E_{out}, N, H, a) \\ &= \frac{B_{step}(E_{out}, N, L, H, T) \cdot \frac{H}{N} \cdot W}{B_{step}(E_{out}, 1, L, H, T) \cdot H \cdot W} \cdot N \cdot F_{wall}(E_{out}, N, H, a) \end{aligned}$$

最后,

$G_I^{Stair}(E_{out}, N, L, H, T, a) = G_B^{Step}(E_{out}, N, L, H, T) \cdot F_{wall}(E_{out}, N, H, a)$	(11)

因此，与尺寸为（$W \times H \times L$）的参考慢化体相比，由总长度为 L 、孔径为（$W \times H$）的 N 个慢化器构成的阶梯式组件所提供的强度增益，等于将

各个慢化体阶梯压缩并缩短 N 倍所带来的亮度增益。这与将参考慢化体压缩 N 倍至尺寸为（$W \times H/N \times L$）有着根本区别；后一过程中，发射束亮度的提升伴随着强度的降低。

应当强调，阶梯式组件中所用仲氢的体积，以及因此沉积于其中的热量，比参考慢化体小N倍。

3.2 结构壁导致的亮度损失

构成慢化体容器的结构壁会部分遮挡阶梯式组件中仲氢阶梯的发射表面。在文献[8], 中，考虑了壁面完全为中子不透射壁的保守情形。在此情形下，阶梯几何结构包含非发射层（见图8a），式(10)中的损失因子可表示如下：

$$F_{wall}(E_{out}, N, H, a) = 1 - a\frac{N-1}{H}$$

[Eq. (12)]

该模型给出了由仲氢慢化体容器壁有限厚度所引起损失的上限估计。

在实际中，低温慢化体容器由Al6061合金制成，该合金对冷中子具有相当可观的透明度。这一特性使得相邻阶梯的重叠几何结构可以加以调整。与图8a所示构型不同，铝壁可以部分重叠来自相邻阶梯的出射中子束（图8b），因为部分中子仅以轻微衰减穿过容器壁材料。

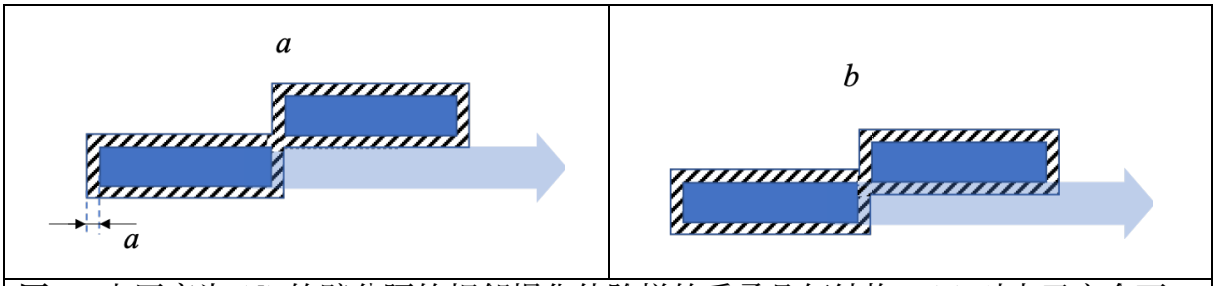


图8。由厚度为 (d) 的壁分隔的相邻慢化体阶梯的重叠几何结构：(a) 对中子完全不透明的水平壁；(b) 对中子部分透明的水平壁。

在这种情况下，损失因子应表示为

$$F_{wall}(E_{out}, N, L, H, a) = 1 - a\frac{N-1}{H}\left(1 - \exp\left(-\sigma_{wall}(E) \cdot n_{wall} \cdot \left(\frac{L}{N} + a\right)\right)\right)$$

[Eq. (13)]

其中，壁材料的总截面 $\sigma_{wall}(E)$ 和原子数密度 n_{wall} 决定了出射中子束的衰减。

利用参考文献 [14], 中获得的截面值，可以计算中子束通过冷却至 20 K 的 Al6061合金层（n_{wall}= 6.25×10^{22} атом/cm^3）时的衰减。对于 L=50 cm、 N=5 和 a = 0.2 cm 这些实际值，透射因子为

对于能量分别为 3.3 meV（λ =5 Å）和高于 20 meV（λ < 2 Å）的中子，透射因子约为 0.49 和 0.93。公式（46）随后给出的损失因子分别约为 0.96 和 0.99（图9）。因此，与壁完全不透明的构型（公式（12））相比，亮度增益仅降低了 10–15%，由此产生的强度损失也仅为几个百分点。

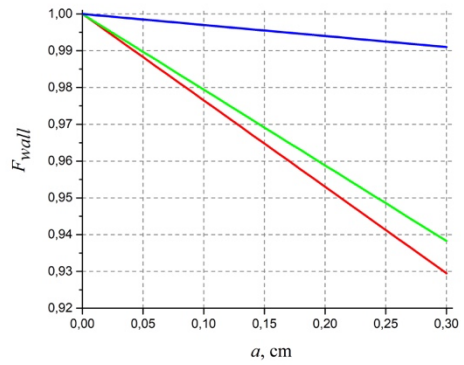


图9. 五级阶梯结构组件的损失因子随壁厚a的变化，计入了中子透过 20 K 下 Al6061合金的传输。曲线分别对应中子能量为 82 meV（红色）、20 meV（绿色）和 3.3 meV（蓝色）的情况。

3.3 与 PHITS 模拟结果的比较

图10上图展示了 PHITS 模拟得到的亮度谱[13]，包括五级阶梯结构组件（构型如图5 b所示，每级长 10 cm）以及尺寸为（10 × 10 × 50）cm3 的参考慢化体。两种情况下，慢化器均由总功率为 P = 0.5 兆瓦的质子束照射。

图10下图显示了亮度增益，其计算方法为阶梯式组件的亮度与参考慢化体亮度之比。图中还显示了使用公式（11）解析计算得到的增益，对应的中子能量分别为 3、5、9、20 和 82 兆电子伏，波长分别为 5、4、3、2 和 1 Å（红色圆圈）。解析计算中使用了相同的慢化器参数。

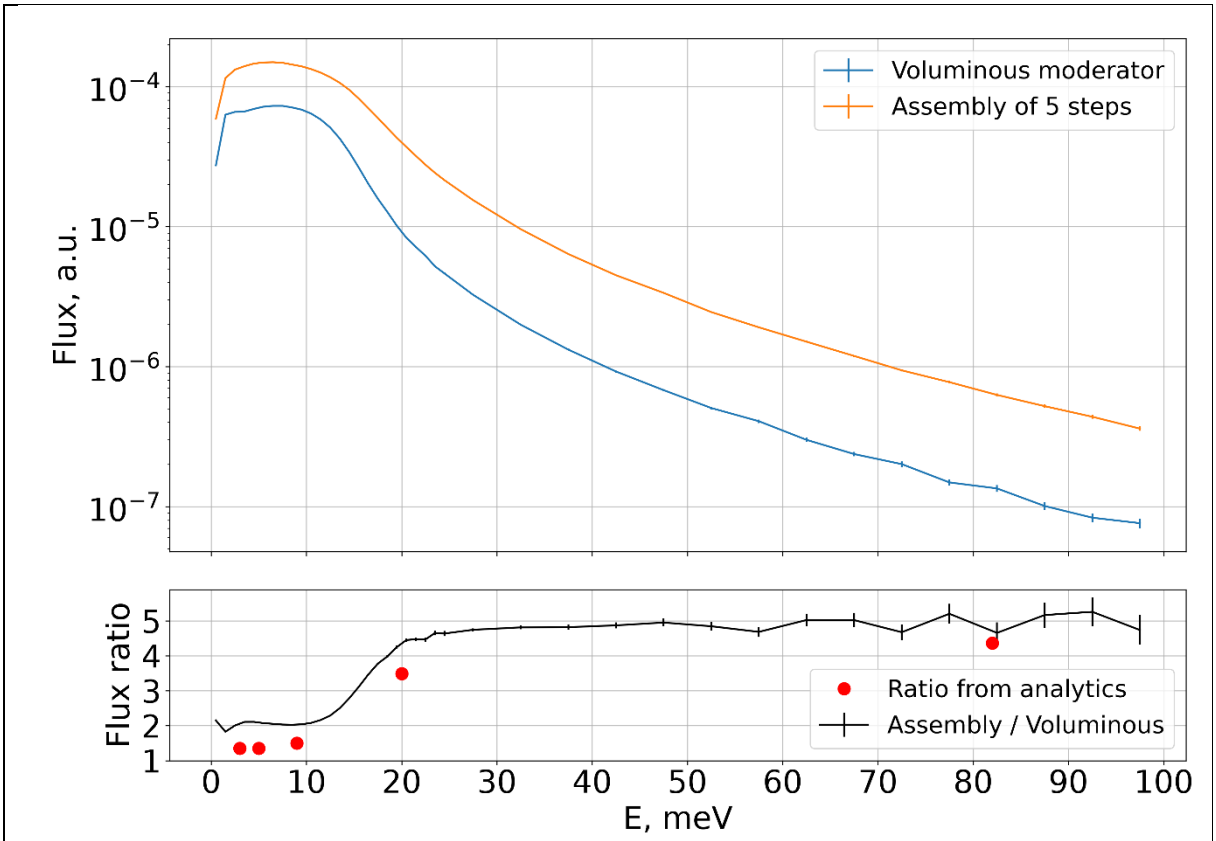


图10。上：采用单次碰撞近似，通过 PHITS 计算得到的 5 阶阶梯式慢化体（橙色）和大体积慢化体（蓝色）的谱。下：这些谱的比值（黑线），以及针对 3、5、9、20 和 82 meV 能量通过解析方法得到的结果（红点）。

PHITS 模拟结果与解析计算结果吻合良好：两者的变化趋势相似，强度差异约为 10–15%。这种差异可能是由于来自相邻水预慢化体的热中子对仲氢慢化体阶梯端面的额外照射所致。解析模型未考虑这一效应。

因此，PHITS 模拟结果验证了解析模型的有效性，该模型将用于进一步分析。

4. 阶梯式组件的优化

4.1. 不受限制的总加速器功率

假设总加速器功率 P 不受限制。由于 $P \sim L$（见第 2.1 节），这等同于假设系统的总长度 L 没有上限。

如公式（11）所示，阶梯式冷源带来的增益主要由两个因子的乘积决定：$G_B(H/N, E_{out})$ 和 $G_L(N, L, E_{out})$。这两个因子随阶梯数 N 的变化规律各不相同。此处我们忽略壁损失因子，因为它对 N 的依赖很弱（见第 3.2 节）。在总慢化体高度 H 固定的情况下，增加阶梯数会减小每个阶梯的高度 $h = H/N$，因而由于压缩效应而提高单个台阶的亮度（图 6）。与此同时，

然而，每个阶梯的长度 L/N 会减小，导致出射束流的强度降低，因为沿每个阶梯累积的冷中子强度会减少（图 7）。这两个因素之间的竞争决定了最佳阶梯数和最佳慢化体长度的存在，进而决定了最佳加速器功率 P；在此功率下，阶梯式组件带来的增益达到最大值。

图 11 展示了总高度为 H cm 的 $= 10$ 阶梯式组件相对于具有相同外部尺寸的单个慢化器的计算亮度和强度增益，适用于能量为 3 meV（λ =5 Å）、20 meV（λ =2 Å）和 82 meV（λ =1 Å）的中子。正如预期，增益随 P 和 N 的变化呈现出明显的最大值。增益分别达到约 3、5 和 10 这一相对较高的数值。

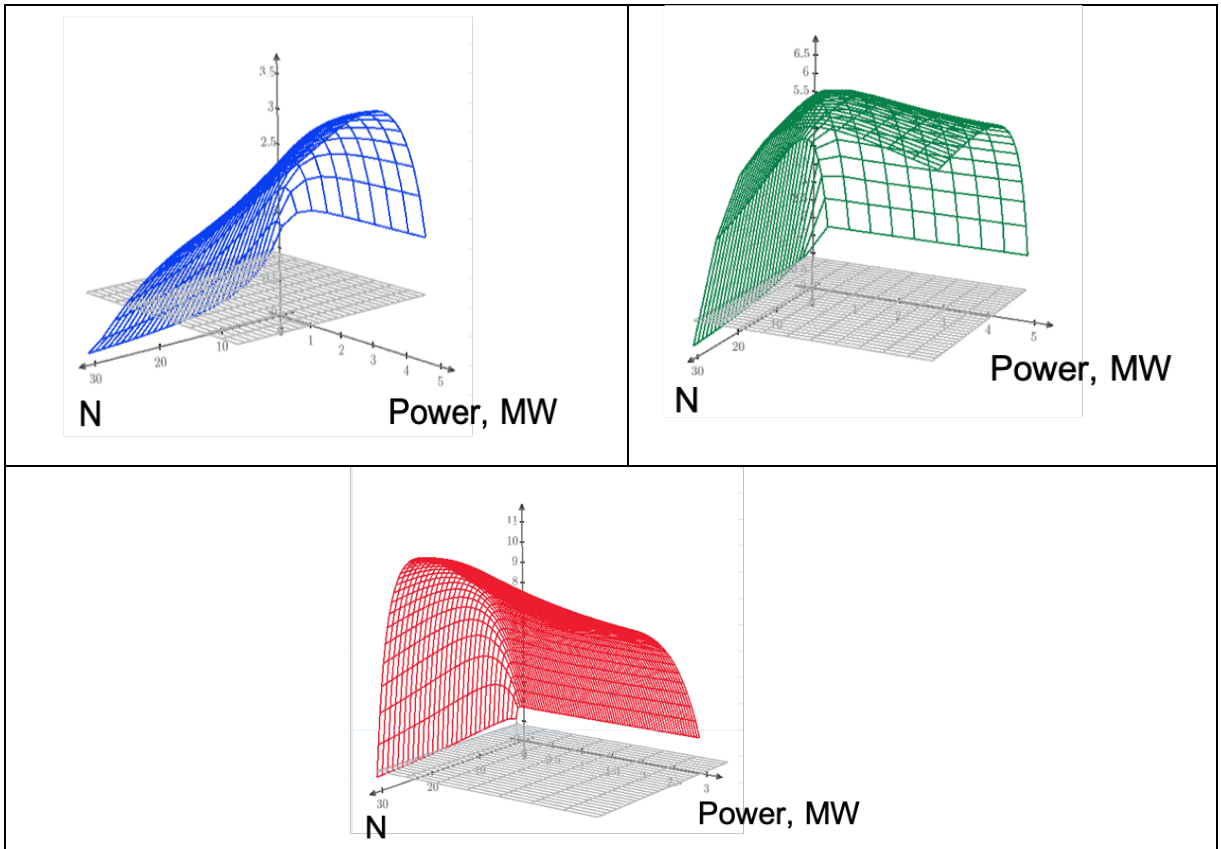


图 11. 阶梯式组件所提供的强度增益随其总长度 L 和阶梯数 N 变化的三维图，相对于具有相同外部尺寸的单个慢化器（N=1）：(a) 能量为 3 meV 的中子；(b) 能量为 20 meV 的中子；(c) 能量为 82 meV 的中子。灰色平面表示单位增益。

因此，所提出的阶梯式靶-慢化体组件中，每个慢化体阶梯均由其自身尺寸适当、并以相同最大允许热流密度运行的靶单元照射，从而有效消除了单一靶有限尺寸对可用加速器功率所施加的限制。这使得可以采用更长的慢化器，并进而采用更高功率的质子束。

图 12 展示了图 11 所示三维曲面的截面，说明了对于具有不同阶梯数 N 的阶梯式组件，增益随总加速器功率 P 的变化关系。亮度增益和强度增益几乎相同（见公式（11）），因为壁面因子接近于 1（见第 3.2 节）。

对于 3 meV中子（图 12a），增益随加速器功率增加而几乎线性增长，直至 $P \approx (2–2.5)$ 兆瓦，并达到约 3.5。在这一功率下，加速器功率利用效率 η （见公式（4））接近 100%。超过这一范围后，增益迅速趋于饱和，而 η 则大致按 $1/P$ 下降。

对于平均自由程较短的20 meV中子（图12b），线性增长区域仅延伸至 $P \approx (0.5–1)$ 兆瓦，此时增益达到约5.5，且 η 仍接近100%。在更高功率下，增益同样趋于饱和，同时 η 相应降低。

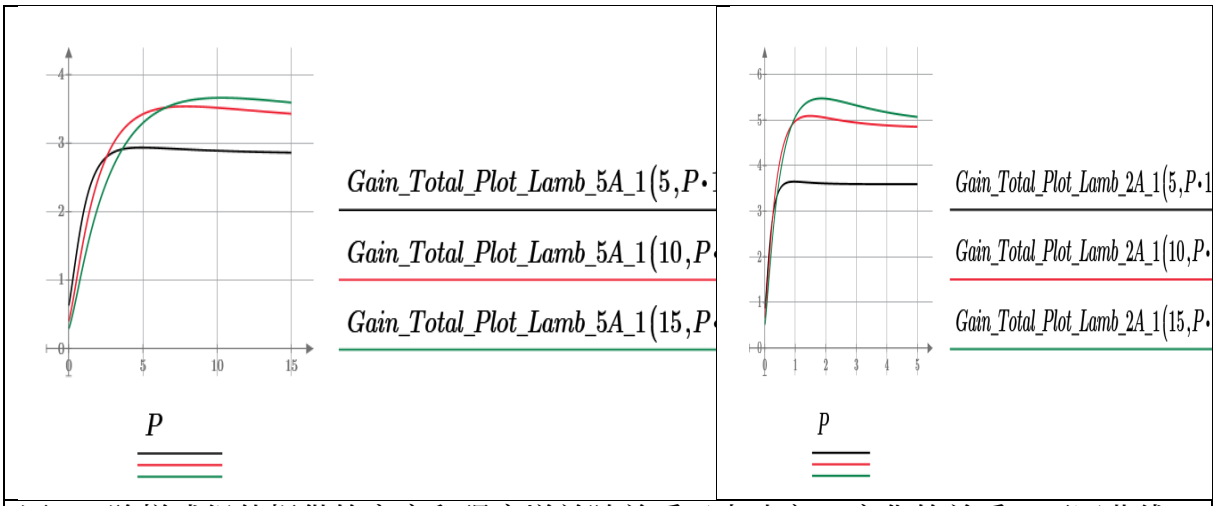


图 **12.** 阶梯式组件提供的亮度和强度增益随总质子束功率 P 变化的关系，不同曲线对应不同的阶梯数 N：(a) 中子能量为 3 meV；(b) 中子能量为 20 meV。黑色、红色和绿色曲线分别对应 $N = 5$、 $N = 10$ 和 $N = 15$。

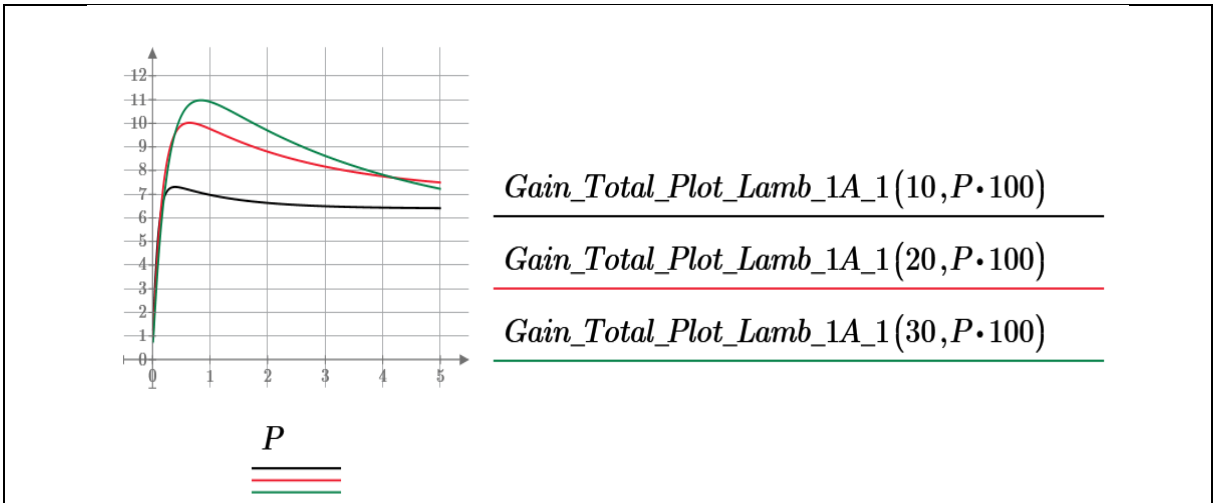


图 13. 阶梯式组件提供的亮度和强度增益随总质子束功率 P 变化的关系，不同曲线对应不同的阶梯数 N：(a) 中子能量为 82 $N = 10$ $N = 20$ $N = 30$ meV。黑色、红色和绿色曲线分别对应 、 、和 。

因此，对于此处考虑的配置，使用功率超过约2.5兆瓦的加速器并不经济。这一限制由阶梯式组件的总高度决定，即H =10 厘米：由于加速器功率P 与总慢化剂长度L 成正比，增加L 就需要增加阶梯数N。当N较大时，每级阶梯的高度h会与壁厚相当，而壁损失因子（见公式（12））会抑制增益[8,12]。请注意，增加慢化器总高度H 会使高效运行的功率上限相应地向更高的加速器功率移动。

20 meV中子的强度增益显著更高，这是因为它们在仲氢中的平均自由程较短，为$\Lambda_{out} \approx 3.7$ cm；相比之下，3 meV中子的平均自由程约为19 cm。这导致仲氢对20 meV中子的透射率较低：在约$3\Lambda_{out}$的慢化体长度内，这些中子中约95%会被衰减。因此，只有慢化器末端约11 cm长的部分能有效地对出射束流作出贡献。对于长度超过11 cm的慢化器，其上游部分对出射束强度的贡献几乎完全被消除。将较长的慢化器分成长度约为11 cm的较短阶梯，可提高各阶梯产生并提取20 meV中子的效率。图12b清楚地显示了这一现象：阶梯式组件开始饱和时的加速器功率分别约为 0 5 L =50 N . MW =5 1 L =100 N =10 1 5 L =150 N =15 （ cm），（在 MW（ cm）时）以及 . MW（ cm）时；在所有情况下，台阶长度均约为10 cm。

对于能量高于 82 meV、中子平均自由程更短的情况，最佳台阶长度也相应更小。例如，对于平均自由程约为 1 cm 的 82 meV中子，最佳台阶长度约为 3 cm，强度增益提高至约 10–11（图 13）。这一增益受到铝制慢化体壁相关损失因子的限制，因为将慢化器划分为更多阶梯也会降低每个阶梯的高度，最终使其与壁厚相当 [8]。

4.2 总加速器功率受限

4.2.1 固定加速器功率下的步数优化

在上一节中，我们考虑了加速器功率可以不受约束地变化的情形，因此可以确定使阶梯式冷源出射中子束的亮度和强度最大化时的最佳功率。具体而言，最佳功率约为 2–2.5 兆瓦。本节考虑总加速器功率受限于较低数值的情况。

图 14 展示了阶梯式组件相对于外部尺寸相同的单个慢化器，在不同入射质子束功率 P（对应不同总慢化剂长度 L，由 L=100 · P 给出，P 的单位为兆瓦）下，亮度和强度增益随阶梯数 N 的变化曲线。这些曲线是从图 11 所示的三维曲面中，在固定加速器功率下截取得到的。

在 P = 0.5 兆瓦时，采用阶梯式组件可分别实现约 1.4、4.1 和 5.3 的最大增益：对于 E_{out}= 3 meV，组件包含 3 个阶梯；对于 E_{out}= 3 meV，包含 9 个阶梯；对于 E_{out}= 82 meV，包含 12 个阶梯。

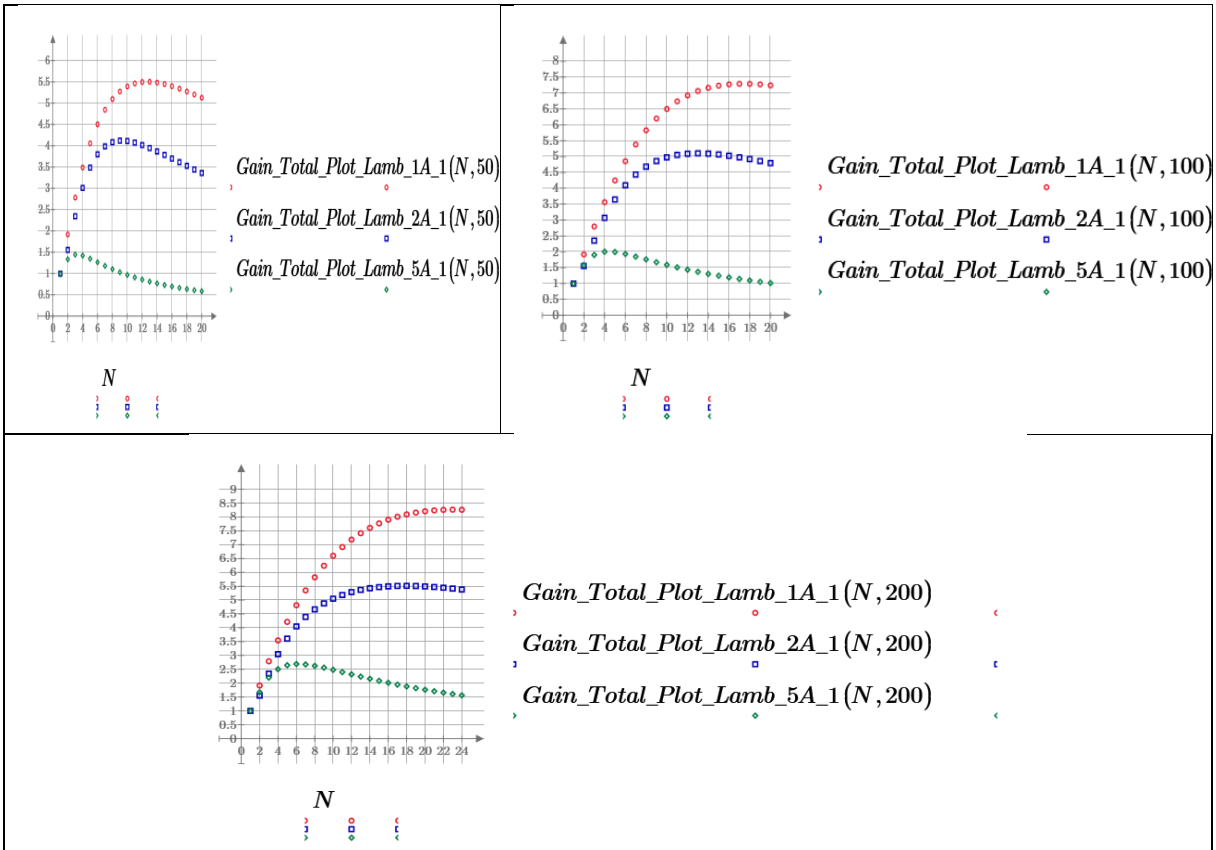


图 14. 阶梯式组件提供的亮度增益 G_B^{Stair}，其数值几乎等于相应的强度增益 G_I^{Stair}，是中子阶梯数 N 的函数；中子能量分别为 3 meV（绿色圆圈）、20 meV（蓝色方块）和 82 meV（红色菱形），质子束功率分别为（a） $P = 0\,5$ $L = 50$ $P = 1$ $L = .$兆瓦 100 $P = 2$ $L = 200$（厘米），（b）兆瓦（厘米）和（c）兆瓦（см）。

增益随源功率（即慢化器的总长度）的增加而提高。这可以解释为，最佳阶梯数的增长幅度小于慢化体长度的增长幅度。因此，每个单个台阶的最佳长度也会增加：在 0.5 兆瓦时，三级阶梯的台阶长度约为 17 cm（图 14a）；在 1 兆瓦时，四级阶梯的台阶长度为 25 cm（图 14b）；在 2 兆瓦时，六级阶梯的台阶长度约为 33 cm（图 14c）。台阶长度增加会增强从慢化器沿纵轴发射的冷中子束的强度累积增长 $J(E_{out}, L)$（见式 (3)）。然而，对于 3 meV 中子，17 cm 的台阶长度已足以达到最大可实现强度的约 41%，这解释了为何在源功率为 0.5 兆瓦时，阶梯式组件获得的增益相对有限，但仍颇为显著，达到 1.4。

在较高的中子能量下，较短的中子平均自由程会导致较短的最佳台阶长度，从而使最佳阶梯数增加。这将进一步提高总中子束强度，强度增益最高可达 5（图 10b 和 10c）。

在 $P = 1$ 兆瓦时，最大增益显著提高：对于由 4 个阶梯组成、对应 $E_{out} = 3$ 兆电子伏的阶梯组件，由 12 个阶梯组成、对应 $E_{out} = 20$ 兆电子伏的阶梯组件，以及由 15 个阶梯组成、对应 $E_{out} = 82$ 兆电子伏的阶梯组件，最大增益分别约为 2、5.1 和 7.2。在 $P = 2$ 兆瓦时，最大增益进一步提高：对于由 6 个阶梯组成、对应 $E_{out} = 3$ 兆电子伏的阶梯组件，由 16 个阶梯组成、对应 $E_{out} = 20$ 兆电子伏的阶梯组件，以及由 22 个阶梯组成、对应 $E_{out} = 82$ 兆电子伏的阶梯组件，最大增益分别约为 2.7、5.5 和 8.3。然而，这一增幅并不与加速器功率的增幅成正比（第4.1节中也有说明）。

对于总高度为 H=10 厘米的阶梯式组件，使用功率超过 2.5 兆瓦的加速器效率低下。

4.2.2 选择 阶梯数时的权衡

然而，增益曲线作为阶梯数函数的最大值N 出现在不同中子能量对应的不同N 值处。因此，选择最佳步数需要权衡。这一选择之所以较为容易，是因为对于高能中子，最大值出现在相对较宽的N范围内。

例如，在0.5兆瓦功率下，三级阶梯组件对3 meV中子提供1.4的最大增益，但对20 meV中子仅提供相对有限的2.3增益，低于可达到的最大值（图15a）。将阶梯数增加到四，仅使3 meV中子的增益降低2%，同时将20 meV中子的增益提高到3。因此，3 meV中子增益降低2%的同时，20 meV中子的增益大约提高30%。在更高的1兆瓦和2兆瓦加速器功率下也观察到类似的权衡，分别如图15b和图15c所示。

因此，阶梯数的最终选择不仅取决于可实现的最大增益，还取决于与实施相关的实际考虑因素。

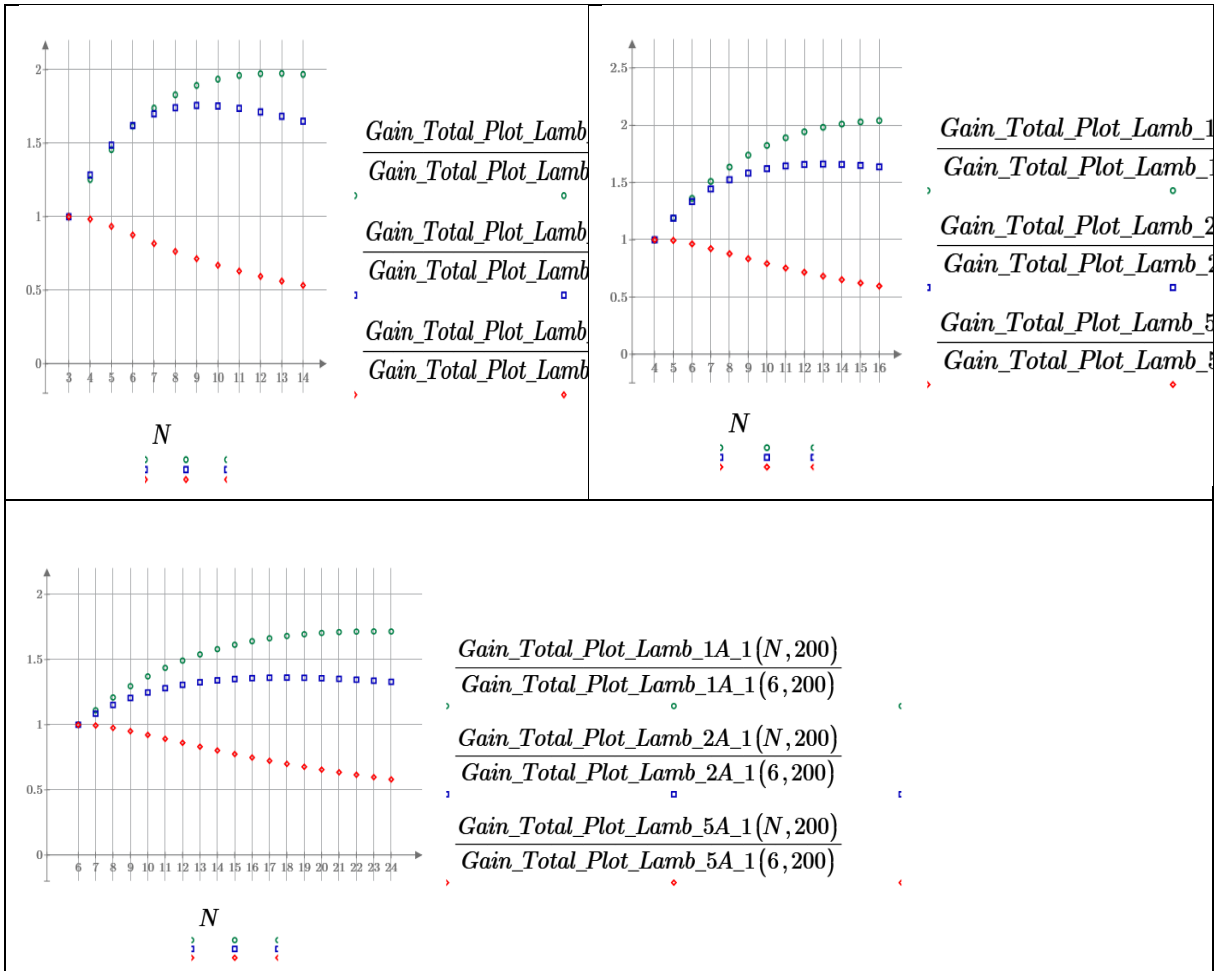


图 15。阶梯式组件提供的亮度增益和强度增益相对于各自可达到的最大值的变化，随阶梯数 N 偏离其最优值的程度而变化。对于 3 meV中子，当质子束功率分别为（a） $P = 0\ 5$ $L = 50$ $P = 1$ $L = 100$ $P = .$MW (2 $L = 200$ 3 82 cm)、（б） MW (cm) и（c） MW (cm) 时，N 的最优值分别为 3、4 和 6。中子能量为 meV（绿色圆圈）和 meV（红色菱形）。

需要注意的是，与单个压缩正氢调制器不同，对于后者，提高加速器功率主要会增加低能量范围（低于 10 兆电子伏）内出射中子束的亮度；而阶梯式组件还能够同时提升能量高于 10 兆电子伏、沿相同方向出射的中子的亮度和强度。

因此，阶梯式组件构成了一种天然的双谱中子源：热中子分量存在于出射的冷中子束中，两个分量沿同一方向发射，无需使用任何中子光学器件，例如基于镜面的双谱切换器（如 [15], [16]）。与阶梯式组件不同，此类器件会将冷中子与穿过器件的热中子束合并，并且需要将热中子与冷中子慢化器分开设置、彼此相邻。

然而，对这两类双谱中子源效率的比较超出了本研究的范围，今后将另行开展。

5. 中子源的现实模型

在此前的蒙特卡罗计算中，采用了简化的中子源模型，并作出如下近似：将一个模拟预慢化器表面的二维热中子源直接置于慢化剂表面，计数器仅记录在慢化器中恰好发生过一次散射的中子（单次碰撞近似）。实际上，预慢化器与慢化器之间存在一定距离，而且中子在慢化器中可能发生任意多次碰撞。因此，在后续模拟中，我们在预慢化器与慢化器之间设置了 0.7 cm 的间隙，以模拟实际构型，并取消了对中子在慢化器中碰撞次数的限制。

此外，实际中子源采用反射层，以提高慢化器区域内的中子通量。在我们的模拟中，使用厚度为 50 cm 的铍反射体包围慢化器的所有侧面，但中子出射面除外。图 16 展示了采用简化模型和现实模型得到的模拟结果对比。

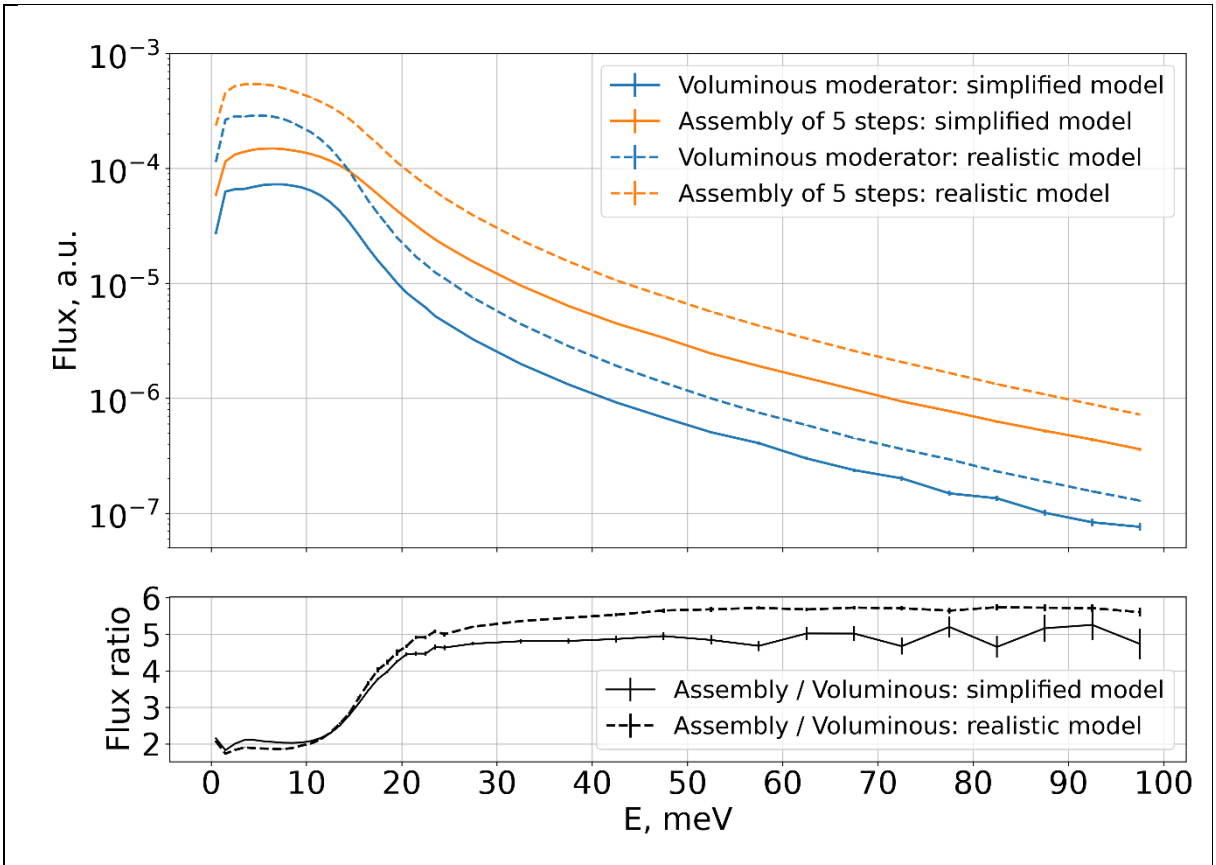


图 16. 上：使用 PHITS 分别对简化模型（实线）和现实模型（虚线）进行计算得到的五级阶梯式冷中子源（橙色）和大体积慢化体（蓝色）的中子能谱。下：阶梯式中子源能谱与相应大体积慢化体能谱的比值，其中简化模型采用实线，现实模型采用虚线。

5.1. 单个倾斜靶-预慢化器单元

所提出的TP单元几何结构的一种简化方案，是将适配TP单元组合成一个倾斜TP单元，如图 17 所示。原则上，这可以简化靶的设计；然而，这种组合会增大热预慢化器与

仲氢慢化器阶梯之间的距离。因此，后者受到的照射将变得不均匀，从而降低发射出的冷中子束的强度。

假设预慢化器 [17]发出的中子遵循朗伯（余弦定律）分布，可通过计算慢化器照明程度的几何视因子 F来估算损失:

$$F = \frac{1}{\pi S_{\mathrm{T}}} \int_{S_{\mathrm{T}}} \int_{S_{\mathrm{M}}} \frac{\cos(\theta_{\mathrm{T}}) \cos(\theta_{\mathrm{M}})}{r^2} dS_{\mathrm{M}} dS_{\mathrm{T}} \tag{14}$$

其中，S_M 和S_T 分别是慢化器和靶的表面积，r 是相应表面微元之间的距离，而 θ_M 和 θ_T 分别是中子传播方向与相应表面法线之间的夹角。

将所示构型的视因子与图 17b 所示对应参考构型的视因子进行比较，可计算组件中不同阶梯数N对应的平均视因子降低系数 $G_s(N)$（详情参见附录 2）。

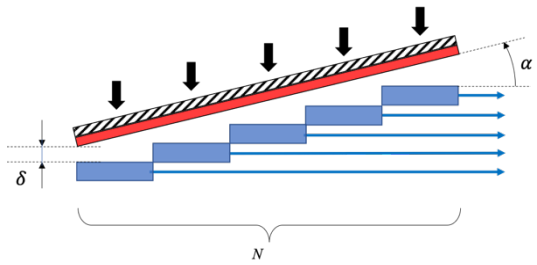


图 17a. 阶梯式组件中的单个倾斜TP单元。

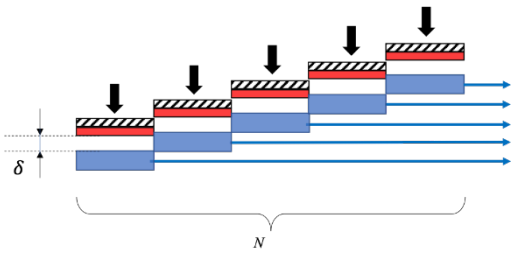


图 17b. 阶梯式组件的适配TP单元

计算采用数值积分完成，结果如图 18 所示。将适配TP单元合并为一个倾斜TP单元后，对于由 5 个阶梯组成的线性组件（如图 17a 所示），p-H_2 慢化器的平均几何照射降低约 7%，相应地，发射的冷中子束强度也降低了相近幅度。图 18 中，平均视因子降低系数 $G_s(N)$ 随 N 增大而趋于饱和，这一趋势可以用外围台阶的贡献逐渐减小来解释，因为外围台阶所见的源区面积小于中央台阶。

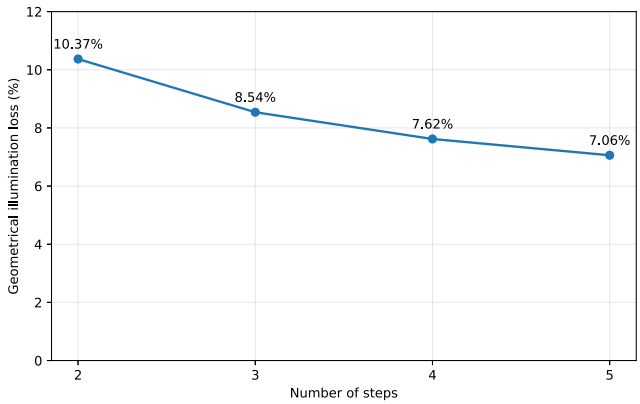


图 **18.** 总长度为 L =50 cm 的组件中，平均视因子降低系数 F_{incl} 随阶梯数 N 的变化。靶单元与慢化剂表面之间的最小距离为 $\delta = 0.7$ cm。

图 19 展示了采用单个倾斜TP单元和适配TP单元的五级阶梯式冷中子源的 PHITS 模拟结果（分别见图 17a 和图 17b）。这些结果从原理上证实了图 18 所示的估算。

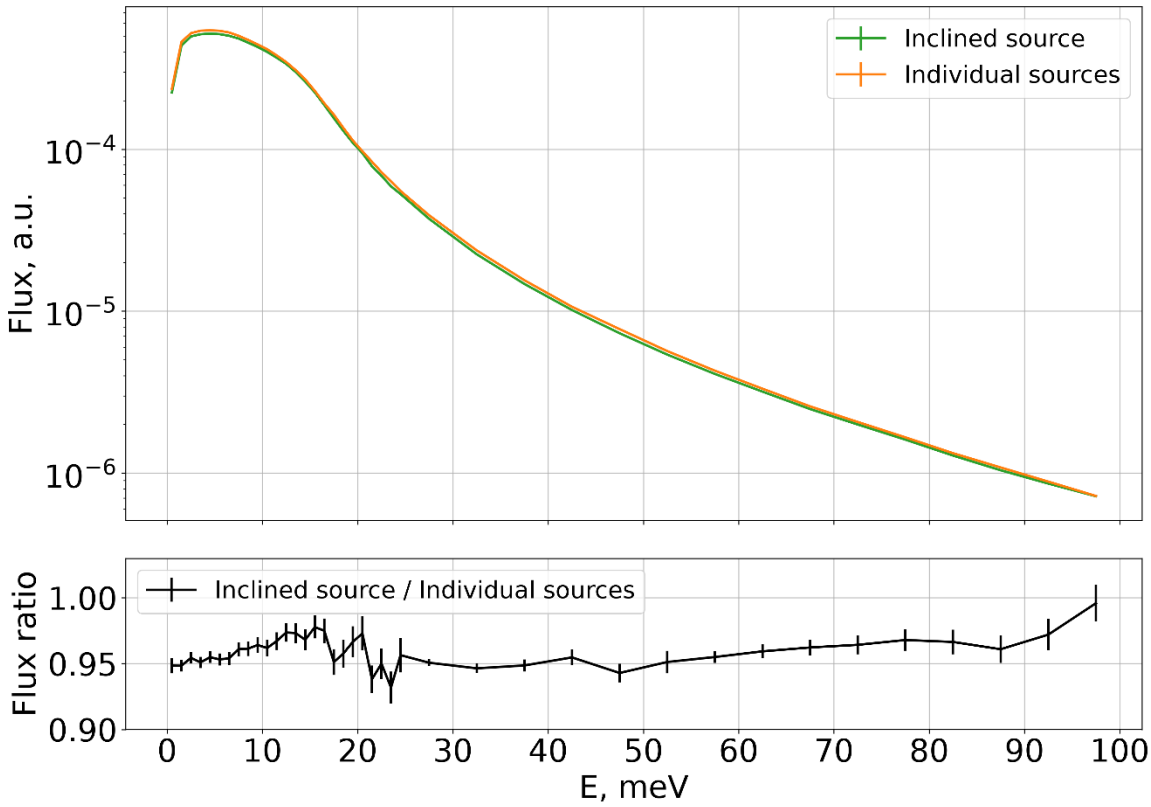


图 19. 上：采用五个适配TP单元（橙色）和单个倾斜TP单元（蓝色）的五级阶梯式冷中子源的谱，由 PHITS 计算。下：这些谱的比值。

5.2 V形构型

尽管阶梯式冷源效率很高，但其组件纵向长度较大，可能会使实际应用变得复杂。正如我们之前所述 [8],

通过采用阶梯式冷源的V形构型，可以大幅减轻这一缺点。在这种构型中，一半阶梯从一侧接受照射，另一半则从相反的一侧接受照射（图20）。此时，若阶梯数为偶数，组件的纵向尺寸可缩短一半；若阶梯数为奇数，缩短幅度则略小。

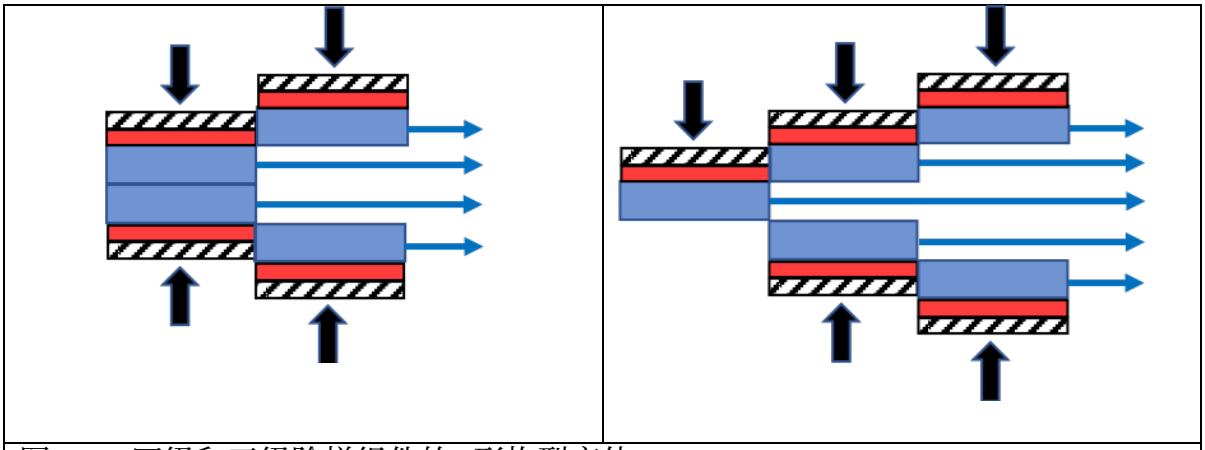


图. **20**。四级和五级阶梯组件的V形构型变体。

由于单个台阶的几何参数及其局部照射条件与上文所述的线性阶梯组件保持相同，因此亮度和强度增益也保持不变。同时，V形构型还可能带来额外优势。

首先，在线性阶梯组件中，由于靶和预慢化器的屏蔽作用（图5b），只有一个台阶会向左发射冷中子。因此，这束中子束的亮度相当于厚度为2或2.5 cm的压缩慢化体，但其强度低4至5倍。在V形构型中，有两个台阶向左发射冷中子。因此，这束中子束的亮度仍相当于厚度为2或2.5 cm的压缩慢化体，但其强度仅低2至2.5倍。

其次，在线性阶梯组件中，每个阶梯仅受到来自一侧的热中子照射。而在V形构型中，阶梯还可以接收来自另一侧的热中子。因此，预计阶梯的照射会进一步增强，进而使强度略有额外增益。图21对此假设进行了说明：蒙特卡罗模拟结果显示，强度比解析计算预测值高10–15%。

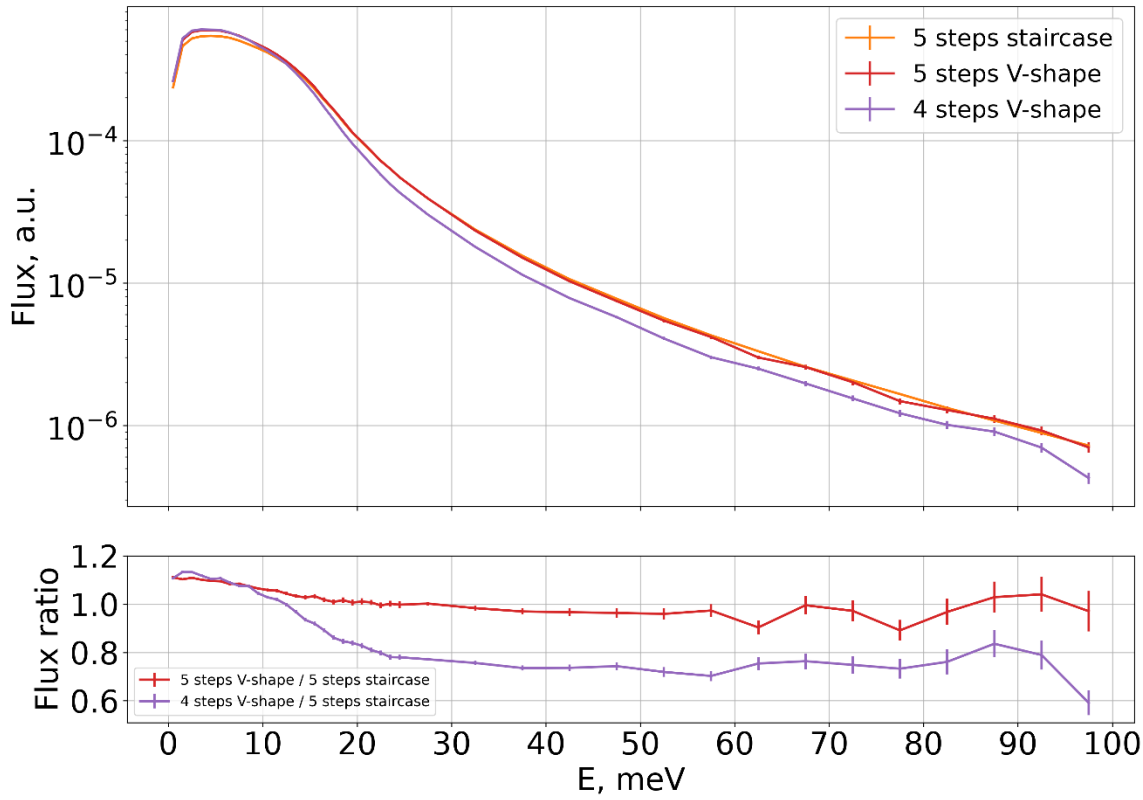


图21。上：使用 PHITS 计算的五级阶梯式冷中子源（橙色）、五级V形慢化体（红色）和四级V形慢化体（紫色）的中子能谱。下：五级（红色）和四级（紫色）V形慢化体的中子能谱与阶梯式冷中子源中子能谱的比值。

5.2.1 束流角分布

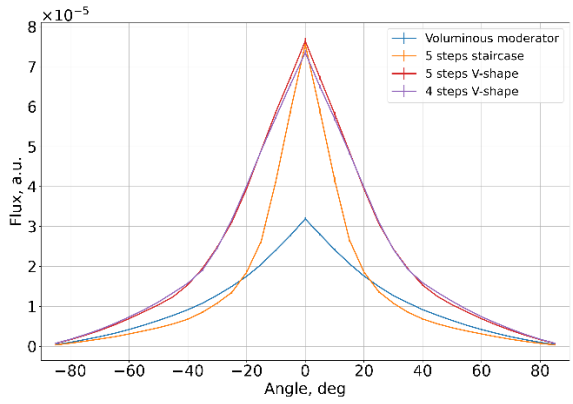
这里所考虑的慢化体几何结构所产生的中子，其出口表面角分布存在显著差异。这些使用PHITS计算得到的角分布见图22。计算中使用了上述现实模型。

点探测器依次在水平面（$L \times W$）和垂直面（$L \times H$）内绕慢化体出口表面（10 × 10 cm2）的中心旋转，记录能量不超过100 meV的中子。为确保只记录从慢化体出口表面射出的中子，移除了铍反射体中超出该表面所在平面、朝向探测器延伸的部分，其余部分则用带有相应面积窗口（10 × 10 cm2）的不透明屏蔽体覆盖。

从图22可以看出，与V形慢化体不同，体积式冷源和阶梯式冷中子源的垂直角分布是不对称的。这是因为前者仅从一侧受到热中子的照射，而后者则从两侧受到照射。此外，在对阶梯式冷中子源进行垂直扫描时，单个台阶会依次移出探测器视场，从而使角分布曲线出现特征性的拐点。

值得注意的是，对于V形慢化体，其水平和垂直角分布非常相似（例如，与单个

压缩型慢化体的角分布相比）。这使得V形慢化体同样适用于对中子束的垂直和水平方向发散均敏感的仪器。



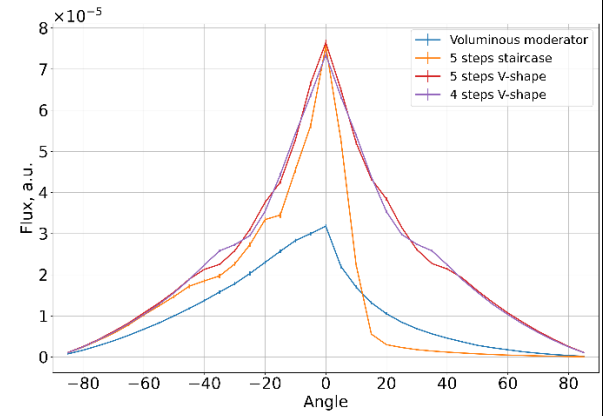


图22。使用 PHITS 计算得到的从慢化体出口表面射出的中子的水平（左）和垂直（右）角分布。蓝色曲线——大体积慢化体；橙色曲线——五级阶梯式冷中子源；红色曲线——五级V形慢化体；紫色曲线——四级V形慢化体。

6. 结论

本研究的主要成果是证明，若要进一步提高低维仲氢慢化剂的效率，不仅需要优化低温慢化体本身的几何结构，还需要优化热中子源的几何结构。

研究表明，单纯增加慢化体长度，同时按比例增大热中子源的尺寸并提高加速器功率，并不能有效地进一步提高强度。对于长度为50 cm的慢化体，额外加速器功率的利用效率在波长为5 Å的中子下约为35%，而在波长为2 Å的中子下仅约为7%。因此，不能脱离将加速器功率转化为热中子、继而转化为冷中子通量的系统几何结构，单独考虑进一步提高加速器功率。

为克服这一局限，本文提出采用阶梯式组件 [8]，该组件由多个较短的压缩仲氢慢化器组成，每个慢化器均由其专属的靶-预慢化体单元照射。

使用各自专属的靶-预慢化体单元照射每个单独的慢化器，可以避免采用传统“靶-热预慢化器”配置时阶梯式组件出现的照射不足。在这种系统中，热中子产生区的尺寸有限，加上各个阶梯与热预慢化器的距离不同，会导致阶梯受到不均匀照射，进而显著降低阶梯式组件的效率。

将长慢化器拆分为多个短小的压缩元件，并相应调整靶–预慢化器系统，可以更高效地利用现有的加速器功率，同时提高出射中子束的亮度和强度。在阶梯式组件与基准单体慢化器外部尺寸相同的情况下，通过压缩各个单独台阶所获得的亮度增益几乎完全转化为总强度的相应增益。换言之，阶梯式组件

能够避免单个压缩慢化器中提高亮度必然导致强度下降的权衡，从而在保留单个慢化器几何压缩优势的同时，增大出射冷中子束的总体截面尺寸。

这有助于将该源与位于约1.5–2 m处的中子导管耦合，而不会使其入口截面出现明显的照射不足；否则，这将导致输送至样品的中子束亮度显著损失。同时，所使用的仲氢体积及其中相应的热沉积，均显著小于具有相同外部尺寸的参考体积慢化器。

阶梯数的最终选择不仅取决于可实现的最大增益，还取决于实际限制。从这一角度来看，五级阶梯结构尤其具有吸引力，因为单个台阶的尺寸为（10 × 10）cm2。与四级阶梯结构相比，20 meV中子的增益提高了约15%，达到约4；而对于能量为3–9 meV的冷中子，增益仅下降2–4%。因此，五级系统在宽能量范围内的效率与实施的实际简便性之间实现了良好的折中。

阶梯式冷源一个尤为有趣的特点，是出射束流能谱特性的变化。对于五级系统，强度增益在能量高于约 10 meV 时开始迅速增加，在能量高于 25 meV 时达到约 4.5，并在较宽的热中子能量范围内保持这一水平。因此，与优势主要体现在低能区的单个压缩慢化器不同，阶梯式组件对于能量高于 10–20 meV 的中子也能提供显著增益。从这个意义上说，所提出的系统具有能量范围更宽的中子源的特性。

对于总长度为 50 cm、由五级构成且由功率为五倍的质子束照射的系统，与外部尺寸相同（(10 × 10 × 50) cm3）、由总功率相同的质子束照射的单个慢化器相比，可获得显著增益。对于 ($\lambda > 2.6$) Å 的冷中子，强度提高约 1.5 倍；而对于能量高于 20 meV 的中子，增益可达约 4.6。因此，所提出的几何结构能够显著提高加速器功率增加后的利用效率。

所提出的 V形构型为实际优化提供了另一种可能。通过从相反方向照射阶梯式组件的两半，在不损害其主要中子学特性的前提下，可将组件的纵向尺寸缩短至原来的 1/2–1/2.5。将各个靶组件合并为一个连续的倾斜靶—预慢化器系统，或可简化技术实现，但会减少对单个阶梯的几何照射，使线性构型的增益降低约 7–10%。这一降幅远小于阶梯式组件所能带来的潜在增益。

所得结果可用于开发紧凑型加速器驱动中子源，以及功率更强的固定靶散裂源。对于后者，加速器功率的进一步提升受到靶上最大允许热负荷的限制。在此类系统中，采用多个几何形状与阶梯式冷源相适配的靶，可更有效地分配热负荷，同时提高 p-H2冷中子源发射的热中子和冷中子的强度，从而提升加速器功率利用率。

附录 1。

在本研究中，我们仅考虑二维情形：热中子从预慢化器上距其边缘Δ 的位置出射，出射角为θ，方向位于垂直于慢化器宽度的xz 半平面内，见图 A1。对于角度$0 < \theta < \pi/2$，热中子从高度为H、长度为L 的慢化器中出射前所经过的路径长度s 可写为：

$$S(\theta, H, L, \Delta) = \begin{cases} \frac{H}{\cos(\theta)}, & \theta < \theta_0 \\ \frac{L-\Delta}{\sin(\theta)}, & \theta \geq \theta_0 \end{cases} \qquad \text{(A1.1)}$$

其中，$\theta_0 = \arctan((L-\Delta)/H)$ 为对角线与高度 H 之间的夹角，见图 A1。为简化计算，我们采用从预慢化器不同位置以角度 $-\pi/2 < \theta < \pi/2$ 射出的轨迹的平均路径长度：

$$S(\theta, H, L) = 2 \cdot \frac{1}{L} \int_0^L s(\theta, H, L, \Delta)\, d\Delta \qquad \text{(A1.2)}$$

此处，由于问题具有对称性，角度为 $-\pi/2 < \theta < 0$ 的发射可用因子 2 计入。

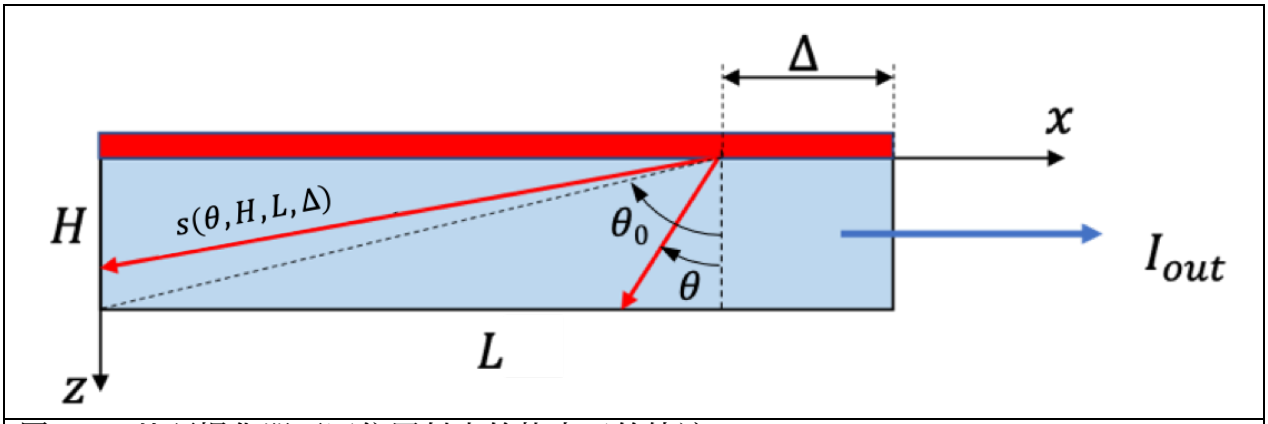
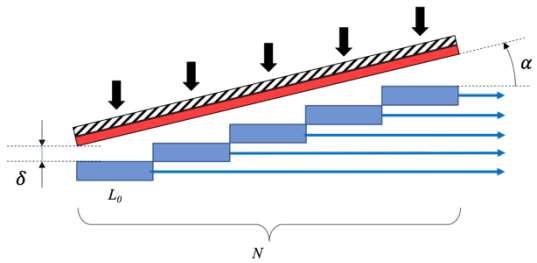


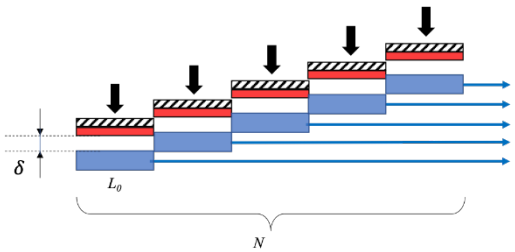
图 A1。 从预慢化器不同位置射出的热中子的轨迹 .

附录 2

考虑这样一种构型：一个长度为 L 的连续倾斜靶-预慢化器单元，以及一个由 N 个长度为 $L_0 = L/N$、高度为 h 的仲氢慢化器组成的阶梯式冷源组件（所有元件的宽度均为 W），如图 17 所示。为方便读者，现将其重现于图 A2。靶相对于慢化剂表面的倾角为 $\alpha = \arctan(h/L_0)$，靶单元与慢化剂表面之间的最小距离为 δ。



图A2a。单个倾斜靶–
用于阶梯式组件的预慢化器单元
组件。



图A2b。改装后的靶-预慢化体
单元，用于阶梯式组件。

阶梯式冷源每个台阶表面的照射 F_i 可使用几何视因子估算（见式 (14)）。计算每个慢化器的照射时，考虑靶的整个表面所产生的贡献，而不仅仅是位于该慢化器正上方的TP单元。平均视因子计算如下：

$$F_{mean} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} F_i$$

作为参考构型，考虑N 个长度为L, 的独立TP单元，每个单元均平行于对应的仲氢慢化器，间距为δ。F_{ref} 是参考慢化体中一个阶梯的视因子。忽略来自相邻水预慢化体的热中子对仲氢慢化体阶梯端面的额外照射后，参考慢化体中的所有阶梯均等效，F_{ref} 是整个参考慢化体的视因子。单个倾斜TP单元相对于参考构型的平均损失因子定义为

$$G_S = 1 - \frac{F_{mean}}{F_{ref}}$$

对于长度为 L $N =$, $= 10$ 5 $L = 50$ cm、高度为 h $= 2$ cm 的阶梯（对应于本文上文所考虑的情况和 cm），$\alpha = 11\,3^{\circ}$ 角度为……。假设靶单元与慢化剂表面之间的最小距离为$\delta = 0.7$ cm。

表1列出了通过数值积分计算得到的各个慢化器的视因子值，以及平均视因子和损失因子。F_{ref} 参考慢化体单步的数值为0.874。通过逐步增加积分网格节点的数量，验证了计算的数值收敛性。节点数从300增加到600时，计算得到的损失值变化不超过0.00005%，因此，数值积分误差远小于几何参数的精度，可以忽略不计。

表1。

阶梯数，N	$F_1, \ldots, F_5$	F_{mean}	G_S
2	0.801, 0.767	0.78	10.3 %
3	0.80, 0.83, 0.77	0.80	8.0 %
4	0.80, 0.83, 0.83, 0.77	0.81	7.0 %
5	0.80, 0.83, 0.83, 0.83, 0.77	0.81	7.0 %

因此，将两个独立的靶组件合并为一个倾斜靶，会使慢化器的平均几何照射降低约（7–10）%。

随着阶梯数从两个增加到三个，F_{mean} 增加，而几何照射的相对损失G_S 由于外围照射效果较差的阶梯所占相对贡献减小而降低。随着阶梯数进一步增加，这种照射损失变得微不足道，且F_{mean} 和G_S 基本保持不变。因此，在所考虑的几何结构中，损失的大小主要由靶的局部倾角以及靶与慢化器之间的距离决定，而不是由靶组件的总长度决定。

应注意，图 17a 或 A2a 中倾斜靶的实际长度为$L/\cos(\alpha)$；然而，对于α 为 11° 或 14° 的倾角，修正量仅为 2–3%，因此本文不予考虑。

致谢

本工作得到高能物理研究所人才引进计划项目 E6515CU110“加速器驱动中子源阶梯式高亮度冷中子慢化器的物理设计”的支持

参考文献

1. Andersen、Ken Holst 等。《欧洲散裂中子源慢化器与中子束提取的优化》。《应用晶

2. Batkov、Konstantin 等。《脉冲中子源中未受扰动的慢化剂亮度》。《核仪器与方

3. Zanini、L. 等。《欧洲散裂中子源冷中子与热中子慢化器的设计》。《核仪器

4. Gallmeier、Franz X. 和 Igor Remec。《散裂中子源第二靶站的液氢管式慢化器布置》。

5. Cronert、Tobias 等。《于利希HBS中子源项目的高亮度热中子与冷中子慢化器》。《物

6. Konik、Petr 和 Alexander Ioffe。《基于中子散射仪器参数确定最佳中子慢化器尺

7. Baggemann, J. 等。《高亮度中子源用高功率靶》。《核仪器与方法物理研究*A*辑》：

8. Ioffe, Alexander, Petr Konik 和 Konstantin Batkov。《基于仲氢的冷中子源概念：

9. Mezei, Ferenc 等。《用于提高源亮度的低维中子慢化体》。《中子研究杂志》17.2
裂中子源的中子学》。《物
欧洲当前项目与展望》。 量子束科学 10.4（2026）：
26。12. Shapiro, Dmitrii 等。《布达佩斯研究堆的新型仲氢冷中子源：蒙特卡罗模拟》。
统—PHITS 3.33 版的最新改进》。 《核科学与技术杂志》 61.1（2024）： 127-135。
心的导管与仪器升
IOP出版社，2016年。17. F. P. Incropera、D. P. DeWitt、T. L. Bergman、A.