

用蒙特卡罗方法计算快中子屏蔽体的厚度*

戴宏毅

(国防科技大学应用物理系 长沙 410073)

杨化中 苏桐龄

(兰州大学现代物理系 兰州 730000)

摘要 文中使用蒙特卡罗方法,模拟了 300keV 氘束流 $T(d,n)^4He$ 中子源发出的中子在球壳屏蔽体介质铁中的输运规律;对计算结果进行解释和分析,得出将中子能量从 14MeV 慢化到 1MeV 以下所需的最佳屏蔽厚度。所得结果与国际上同类屏蔽体所取参数相一致,具有一定的应用参考价值。

关键词 蒙特卡罗模拟, $T(d,n)^4He$ 中子源,直接模拟法,透射比,慢化

分类号 O571.5

Calculation of the Thickness of Fast—Neutrons Shield with the Monte Carlo Method

Dai Hongyi

(Department of Applied Physics, NUDT, Changsha, 410073)

Yang Huazhong Su Tongling

(Department of Modern Physics, Lanzhou University, Lanzhou, 730000)

Abstract In the Monte Carlo Calculation, we simulate the neutron tracks or histories by means of the random nature of the neutron interactions with the medium of shield which is a shell of the sphere made of Iron, and neutrons are produced by the $T(d,n)^4He$ reaction with 300 keV deuteron beam energy. By the explanations and analyses of results based on the Monte Carlo Calculation, we obtain the optimal thickness of shield, which slows down neutrons from 14 MeV to 1.0 MeV. The calculated results agree with those of the same kind shields of foreign countries, and have certain value of reference in applied field.

Key words Monte Carlo simulation, $T(d,n)^4He$ neutron source, direct simulation method, transmittance, slowdown

* 1995年4月8日收稿

早期的辐射屏蔽基本上是凭经验估算的。若要精确设计屏蔽,则必须考虑一些极为复杂的现象。这在当时来说是做不到的。要使屏蔽对中子和 γ 射线的减弱都达到最佳的、高效率的或经济的效果,需要研究很多问题。屏蔽材料的选择和材料厚度的确定应根据辐射防护最优化原则,综合考虑材料的屏蔽性能、结构性能、稳定性能以及经济成本等因素^[1]。由于铁的非弹性截面比较大和经济性,选用铁材料来屏蔽快中子是最适宜的。

蒙特卡罗方法在屏蔽设计方面的应用已经是一种成熟的方法。本文的目的是根据兰州大学中子发生器组的研究任务要求,利用蒙特卡罗方法计算和设计一个 300 keV 氘束流 $T(d,n)^4\text{He}$ 中子源的多层屏蔽体的第一层介质铁的最佳厚度,即通过该层铁材料将中子能量从 14MeV 慢化到 1 MeV 以下所需的最小厚度。所得结果和国际上同类屏蔽体所需参数相吻合^[2]。

此工作为研制氘氘聚变强流中子发生器、开发快中子治癌专用机提供屏蔽数据。

1 物理过程

假设屏蔽体是一内径为 R_1 、外径为 R_2 、厚度为 d 的均匀球壳介质铁。在球壳中央有一已知能量的中子源 s ,屏蔽体是用来屏蔽中子和 γ 射线的。由于屏蔽体较厚,在屏蔽介质中,只讨论中子屏蔽问题。

这一问题的物理过程是:由源 s 发出的中子进入球壳介质以后输运一段距离,在 s_1 点与组成介质的核碰撞,改变了原来的方向和能量(或者在该点被吸收),继续运动在 s_2 点又发生新的碰撞(或者在 s_2 点被吸收)……。用蒙特卡罗方法解这一问题就是模拟中子在介质中的运动规律。即对中子在介质中的游动历史进行跟踪观察,直到中子穿透屏蔽体介质或被反射截止,或被吸收(包括核反应吸收和中子能量降到 10^{-10}MeV 时被认为吸收)时结束,再重新开始模拟下一个中子的运动行为^[3,4]。

1.1 源能量和角分布抽样

在球坐标系中,描述中子的运动状态只需三个参数:中子的位置 r 、中子的能量 E 和中子的方向 $\vec{\Omega}$ 。而在球对称几何中,取中子运动方向与中子所在位置径向之夹角 θ 来表示中子的运动方向。这样,中子的初始状态就可以记为 $s_0(r_0, E_0, \theta_0)$ 。中子的初始能量 E_0 和方向 θ_0 应遵循源能量和角度分布。在氘束能量为 300 keV 以下时,源中子方向基本上是各向同性的。 $T(d,n)^4\text{He}$ 中子源发射的中子能量公式见文献^[5]。

同样地,用 $s_1(r_1, E_1, \theta_1)$, $s_2(r_2, E_2, \theta_2)$, ..., $s_m(r_m, E_m, \theta_m)$ 来表示该中子在第 1 次,第 2 次, ..., 第 m 次碰撞后的状态。跟踪中子的游动历史就是要依次地求出中子在各次碰撞后的状态参数,直到该中子的游动历史结束。

1.2 确定碰撞位置

由源发出的中子在输运中,两碰撞点间的距离服从指数分布^[3]。对于均匀介质,抽样得

$$L_0 = - \frac{\ln \xi}{\Sigma_T(E_0)} \quad (1)$$

其中 Σ_T 是宏观总截面, ξ 是 $(0,1)$ 间均匀分布随机数。

$$r_1 = R_1 + L_0 \quad (2)$$

在屏蔽体介质中,中子从状态 $s_{m-1}(r_{m-1}, E_{m-1}, \theta_{m-1})$ 输运到状态 $s_m(r_m, E_m, \theta_m)$ 时, 两碰撞点间的距离仍由(1)式求出 $L_{m-1} = -\frac{\ln \xi}{\Sigma_T(E_{m-1})}$ 。

因此, 下次碰撞点的径向位置(如图 1)表达式为

$$r_m = (r_{m-1}^2 + L_{m-1}^2 + 2r_{m-1}L_{m-1}\cos\theta_{m-1})^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

如果 $r_m - R_2 \geq 0$, 则中子穿透屏蔽体。

1.3 确定碰撞性质

假定中子与铁原子核碰撞时, 只可能被吸收或被散射(包括弹性散射和非弹性散射)。令宏观吸收截面、弹性散射截面和非弹性散射截面分别为 Σ_a, Σ_s 和 Σ_{ins} , 则 $\Sigma_T = \Sigma_a + \Sigma_{ins} + \Sigma_s$ 。

使用随机数 ξ 检验^[3,6]:

$\xi\Sigma_T - \Sigma_{ins} < 0$ 时, 发生非弹性散射;

$\xi\Sigma_T - (\Sigma_{ins} + \Sigma_s) < 0$ 时, 发生弹性散射;

否则发生吸收反应, 这一中子的游动历史结束。

1.4 确定散射后的能量

弹性散射后的中子能量为

$$E_m = \frac{E_{m-1}}{2} [(1 + \alpha) + (1 - \alpha)\cos\theta_c] \quad (4)$$

其中 $\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2$, A 为靶核质量与中子质量之比, θ_c 为质心系中中子散射前后方向的夹角, 即偏转角, θ_c 可取 $0 \sim \pi$ 间的任何值。

非弹性散射后的中子能量为

$$E_m = \frac{E_{m-1}}{(A+1)^2} \left[1 + A^2 \left(1 - \frac{\epsilon_k}{E_{m-1}} \right) + 2A \left(1 - \frac{\epsilon_k}{E_{m-1}} \right)^{\frac{1}{2}} \cos\theta_c \right] \quad (5)$$

式中 ϵ_k 是第 k 个能级的阈能, 且

$$\epsilon_k = \frac{A+1}{A} r_k \quad (6)$$

这里 r_k 是第 k 个能级激发态的能量, 非弹性散射激发能级按非弹分支比进行抽样确定。

1.5 确定散射后的中子运动方向

散射(包括弹性散射和非弹性散射)后, 中子的运动方向(参见图 1)为^[3]

$$\cos\theta_m = \cos\theta'_{m-1}\cos\theta_L + \sin\theta'_{m-1}\sin\theta_L\cos\chi \quad (7)$$

其中 χ 是 $(0, 2\pi)$ 上均匀分布的方位角, θ'_{m-1} 为在进入碰撞前瞬时运动方向与 r_m 径向之夹角, 其计算式为

$$\cos\theta'_{m-1} = \frac{L_{m-1}^2 + r_m^2 - r_{m-1}^2}{2L_{m-1}r_m}, \quad \sin\theta'_{m-1} = \sqrt{1 - \cos^2\theta'_{m-1}} \quad (8)$$

弹性散射后, θ_L 与 θ_c 的关系式为

$$\cos\theta_L = (1 + A\cos\theta_c) / \sqrt{1 + A^2 + 2A\cos\theta_c} \quad (9)$$

非弹性散射后, θ_L 与 θ_c 的关系式为

$$\cos\theta_L = \frac{1 + A\cos\theta_c \left(1 - \frac{\epsilon_k}{E_{m-1}}\right)^{\frac{1}{2}}}{\left[1 + A^2 \left(1 - \frac{\epsilon_k}{E_{m-1}}\right) + 2A \left(1 - \frac{\epsilon_k}{E_{m-1}}\right)^{\frac{1}{2}} \cos\theta_c\right]^{\frac{1}{2}}} \quad (10)$$

通过上述几步,则状态 $s_m(r_m, E_m, \theta_m)$ 就完全确定了。再按步骤 1.1 从中子源中抽取一个中子按同样的方法跟踪观察。

2 计算说明

2.1 编程

上述蒙特卡罗模拟方法又称直接模拟法。应用 Fortran 语言编写程序,计算均匀屏蔽体球壳模型。根据问题的几何条件、物理假定,对历史终止条件归纳为:(1)中子从系统逃脱;(2)中子经碰撞被吸收;(3)中子能量降到截割能量 10^{-10}MeV 以下时被认为吸收。计算在微机上进行的。

2.2 核数据

中子与铁相互作用时,可以产生各种核反应,包括弹性散射、非弹性散射、 $(n, 2n)$ 反应、辐射俘获、发射带电粒子的核反应等。在计算中, (n, γ) 反应,发射带电粒子的反应,如 (n, p) 、 (n, α) 、 (n, d) 等,都归属吸收反应类型。由于 $(n, 2n)$ 反应截面很小,故作散射处理。天然铁的主要同位素是丰度为 5.82% 的 ^{54}Fe 和丰度为 91.66% 的 ^{56}Fe 。分立能级激发函数是按这两个主要同位素分别推荐的^[7]。铁的截面值主要是单个评价的推荐值(包括实验编译和理论计算),按适当权重进行自洽调整后得到的。数据内插方式均为线性内插^[7]。

3 计算结果与分析

本文计算了球壳内径分别为 10、15、20、25cm 各种情况下,不同介质厚度的铁对中子的吸收、反射和透射性。下面以内径 15cm 为例对结果进行讨论和分析。

3.1 各能区的中子透射比随介质厚度的变化

对于透射中子,为了分析方便和计算的需要,将中子能量分成 6 个间隔能区: 0.0~0.5MeV, 0.5~1.0MeV, 1.0~3.0MeV, 3.0~5.0MeV, 5.0~10.0MeV, 10.0~15.5 MeV, 分类记录各能区在不同铁介质厚度时,中子透射比随介质厚度的变化。各能区中子的透射比分别用 T_1 、 T_2 、 T_3 、 T_4 、 T_5 和 T_6 表示。

图 2 表示内径为 15cm 的球壳屏蔽体介质铁中,透射中子在各能区的透射比随介质厚度的变化。其中, $T = T' + T''$, $T' = T_1 + T_2$, $T'' = T_3 + T_4 + T_5 + T_6$ 。

从图 2 可以看出,随着介质厚度的增加,10.0~15.5MeV 能区和 5.0~10.0MeV 能区的中子透射比 T_6 和 T_5 显著下降。到达一定厚度时, T_6 和 T_5 变化缓慢了,最后为零,而 T_4 、 T_3 、 T_2 和 T_1 则是逐渐增大后下降,均有一定峰值。

图 3、图 4 和图 5 是内径分别为 10、20、25cm 不同厚度的球壳屏蔽介质铁的透射中子在各能区的透射比曲线。

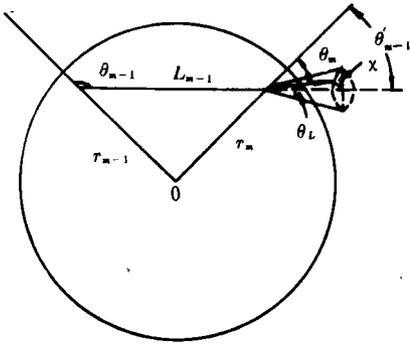


图1 碰撞后, r_m 和 $\cos\theta_m$ 的确定

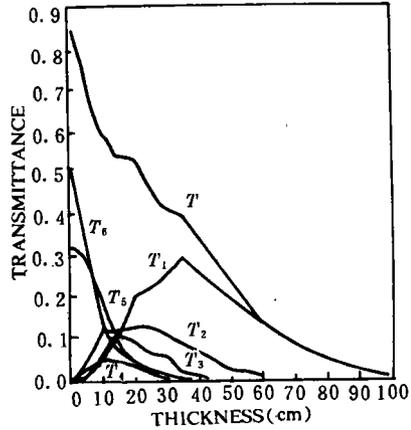


图2 内径 15cm 时, 各能区中子透射比随介质厚度的变化

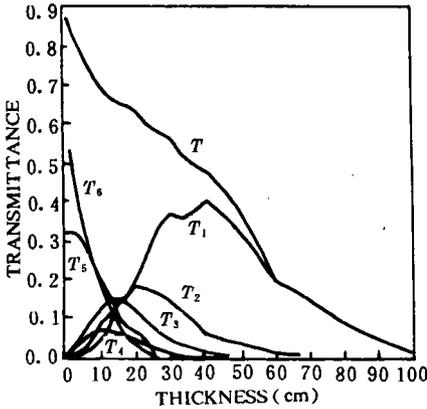


图3 内径 10cm 时, 各能区中子透射比随介质厚度的变化曲线

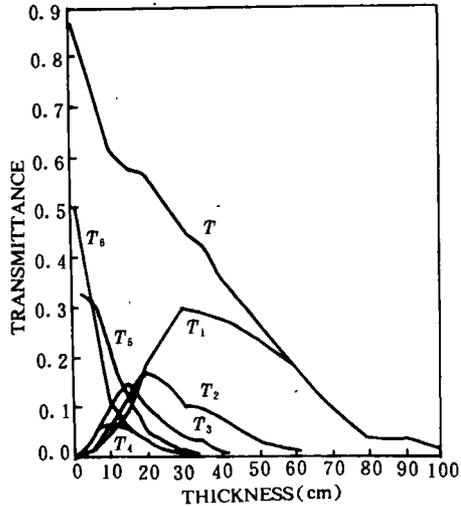


图4 内径 20cm 时, 各能区中子透射比随介质厚度的变化曲线

3.2 透射比 T 和 T' 随介质厚度的变化

图 6 给出了在内径为 15cm 的球壳屏蔽体铁中, 能量为 1.0MeV 以下的中子透射比 T' 和总透射比 T 随介质厚度的变化情况。由图 6 可知, T' 和 T' 随介质厚度 d 的变化为: 开始 10cm 内, T 随 d 增加而下降很快; 在 10~20cm 内, T 下降变慢; 在 20~80cm 间, T 几乎是直线下降; d 大于 80cm 后, T 又降得缓慢了; d 为 100cm 处, $T=1.5\%$ 。如果要用铁屏蔽中子, 使透射比 $T < 1\%$, 必须使 d 达 110cm 以上; T' 开始随 d 增加而增大, 当 $d=30\text{cm}$ 时, T' 达最大值; $d > 30\text{cm}$ 后, T' 随 d 增加而下降。 $d=35\text{cm}$ 时, $T''=T-T'=9\%$; $d=40\text{cm}$, $T''=T-T'=2.2\%$ 。

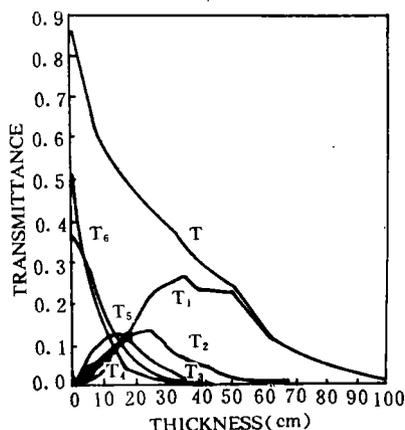


图5 内径 25cm 时, 各能区中子透射比随介质厚度的变化曲线

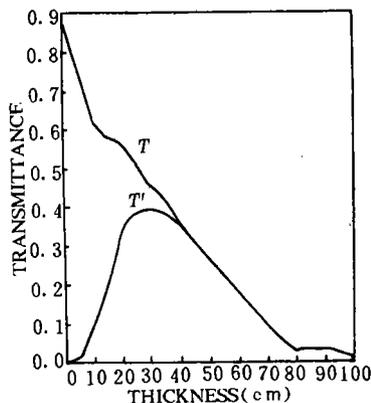


图6 内径 15cm 时, 透射比 T 和 T' 随介质厚度的变化曲线

由此可知, 当介质厚度 d 达 40cm 后, 再用增加铁的方法来屏蔽中子是没有必要了。因为当中子慢化到 1.0MeV 后, 主要靠弹性散射损失能量, 而中子与重核铁的弹性散射, 损失能量很小。

在内径为 10、20、25cm 的球壳屏蔽介质铁中的中子透射比 T 和 T' 的变化规律, 基本上与内径 15cm 的相同, 只是 $T''=T-T'=1\%$ 时的介质厚度值略有变化。

3.3 误差分析

蒙特卡罗方法对于误差的估计具有概率性质^[4]。取置信水平为 95%。由于计算量较大, 故只跟踪了 1000 个中子数, 统计误差都在 3% 范围以内。如要使统计误差在 1% 以内, 必须跟踪 10000 个中子数。

4 结论

若用铁来把 14MeV 中子衰减到透射比 T 为 1% 以下时, 则需要铁的屏蔽厚度达 110cm 以上。这是不合算的。同时, 铁又产生很强的感生放射性, 从而辐射防护很麻烦。因此, 只利用铁的 (n, n') 反应, 把中子能量从 14 MeV 慢化到 1 MeV 以下就可以了。所需的铁厚度为 40cm。

致谢 感谢张树发教授、王尚武老师给予的支持。

参考文献

- 1 方杰. 辐射防护导论. 北京: 原子能出版社, 1991
- 2 Franke' et al. Neutron Therapy Facility (D T. 14 Mev) in Hamburg
- 3 裴鹿成, 张孝泽. 蒙特卡罗方法及其在粒子输运问题中应用. 北京: 科学出版社, 1980
- 4 董秀芳. 原子能科学技术, 1963, 3: 277~289
- 5 丁厚本, 王乃彦. 中子源物理. 北京: 科学出版社, 1984
- 6 N. M. 谢弗核反应堆屏蔽工程学, 北京: 原子能出版社, 1983
- 7 二机部核数据中心. 评价中子数据汇编(上、下册). 北京: 原子能出版社, 1978

(责任编辑 潘 生)