

不同厚度 ST401 中子能谱响应测量与分析*

李阳¹⁾ 张艳红¹⁾ 盛亮^{1)†} 张美¹⁾ 姚志明¹⁾ 段宝军¹⁾ 赵吉祯¹⁾
郭泉¹⁾ 严维鹏¹⁾ 李国光²⁾ 胡佳琦¹⁾ 李豪卿¹⁾ 李郎郎¹⁾

1) (西北核技术研究所, 强脉冲辐射模拟与效应全国重点实验室, 西安 710024)

2) (清华大学工程物理系, 北京 100084)

(2024 年 8 月 28 日收到; 2024 年 10 月 11 日收到修改稿)

在 MeV 能段脉冲中子测量中, 塑料闪烁体是应用最为广泛的一种材料, 其中子能谱响应是脉冲中子能谱测量所需的关键数据. 基于中国散裂中子源白光中子束线, 使用飞行时间法测量了 0.5—10 mm 共 5 种不同厚度塑料闪烁体 ST401 对 0.5—100 MeV 能段的中子能谱响应曲线, 分析了束内伽马、伽马闪产生的闪烁体慢成分和中子源脉宽对中子能谱响应的影响. 受有限体积闪烁体边界效应影响, 不同厚度中子能谱响应曲线形状接近对数曲线, 质子逃逸是闪烁体能谱响应曲线偏离线性的主要原因, 闪烁体越厚, 偏离线性的中子能量越高.

关键词: 塑料闪烁体, 中子能谱响应, 边界效应

PACS: 24.10.Lx, 29.40.-n, 29.40.Mc

DOI: 10.7498/aps.73.20241198

CSTR: 32037.14.aps.73.20241198

1 引言

塑料闪烁体通常具有时间响应快、发光产额高、机械性能优良等优点, 在 MeV 能段脉冲中子辐射场诊断中具有广泛的应用^[1]. 中子在塑料闪烁体中的作用过程较为复杂, 在低能段 (<2 MeV) 主要通过中子同质子 (氢核) 发生 n-p 作用, 反冲质子在闪烁体中沉积能量引起发光. 随着中子能量升高, n-p 弹性散射之外的中子能量沉积 (比如 n-C 弹性散射、中子吸收等) 不能忽略, 随着所产生带电粒子能量的升高, 其在体积有限塑料闪烁体中逃逸的可能就越高, 并且电子、质子等粒子在塑料闪烁体中的光产额随能量非线性变化^[2], 所以中子闪烁探测器的能量响应曲线并不平坦. 在中子能谱测量等应用中, 必须对塑料闪烁体的中子能谱响应进

行测量^[3,4].

塑料闪烁体中子能谱响应通常通过测量 (准) 单能中子入射到闪烁体上的脉冲幅度谱^[5]或探测器输出电流^[3-6]获得, 或者测量质子能谱响应^[7]. 受限于中子源, 这种方法只能测量有限几个能点^[8-11], 或是使用模拟计算结果^[12], 给探测器数据分析带来一定的困扰. 尤其是对近百 MeV 高能中子的能量响应, 可用实验结果很少^[13-15], 并且不同的模拟计算程序结果差异较大^[15]. 2018 年中国散裂中子源 (China Spallation Neutron Source, CSNS) 建成^[16], 其白光中子束线 (white neutron source, WNS) 能以 25 Hz 的频率提供能谱连续的中子脉冲, 中子脉宽 42 ns, 能谱范围 0.3 eV—200 MeV^[17], 为闪烁探测器中子能谱响应测量提供了更加便利的条件. 本文基于散裂中子源白光中子束线, 测量了不同厚度 ST401 塑料闪烁体的中子能谱响应曲线,

* 国家自然科学基金 (批准号: 12175183) 和国防科技卓越青年科学基金 (批准号: JQZQ021901) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: shengliang@nint.ac.cn

并对实验结果进行分析讨论.

2 测量方法和结果

闪烁体中子能谱响应 $S(E_n)$ ($S(E_n) = \Psi_{E_n}/I_{E_n}$) 一般指闪烁体光输出随入射中子能量的变化情况, 可由下式定义:

$$S(E_n) = \frac{\Psi_{E_n}}{I_{E_n}}, \quad (1)$$

式中 Ψ_{E_n} 表示能量为 E_n 的一个或多个中子进入闪烁体时, 闪烁体产生的光子数, I_{E_n} 表示进入探测系统的中子数量.

对具体的闪烁体-光电探测系统, 其中子能谱响应 $S_D(E_n)$ 定义如下:

$$S_D(E_n) = \frac{Q_{E_n}}{I_{E_n}} = \eta_C S_D(\lambda) \frac{\Psi_{E_n}}{I_{E_n}}, \quad (2)$$

式中, Q_{E_n} 表示能量为 E_n 的一个或多个中子进入探测系统时, 探测系统的输出电荷, η_C 表示探测系统的光子收集效率, $S_D(\lambda)$ 表示探测系统对闪烁体输出光子的平均灵敏度, 是闪烁体发光波长 λ 的函数. 对同一探测系统, 相同类型的闪烁体, η_C 和 $S_D(\lambda)$ 均为常数, 所以探测器中子能谱响应曲线的分布与变化趋势和闪烁体相同, 可以使用探测器的中子能谱响应曲线表征闪烁体的中子能谱响应.

在散裂中子源白光束线上开展了闪烁体中子能谱响应测量实验, 布局如图 1 所示. 中子经约 76.5 m 真空管道到达闪烁体, 避开中子束流放置光电倍增管 (photomultiplier tube, PMT, 南京北方夜视集团生产, N2021) 以降低中子直照产生的干扰, 使用 LeCroy8108 示波器记录 PMT 输出的脉冲信号.

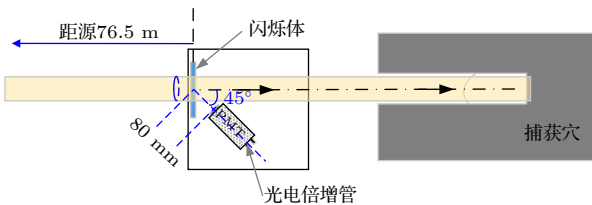


图 1 闪烁体中子能谱响应测量布局示意图

Fig. 1. Sketch of measuring the neutron spectrum response of a scintillator on WNS of CSNS.

实验中, 记录的典型波形 (厚度 5 mm ST401) 如图 2 所示, 高能质子打靶产生中子脉冲的同时, 伴随产生一个伽马脉冲, 根据中子到达闪烁体时刻

与伽马峰的时间差判断该时刻中子的能量, 图中零时刻为波形的伽马峰值时刻. 为了保证中子波形有足够的垂直分辨率, 使伽马脉冲冲出示波器量程 (但仍处于 PMT 线性范围内). 从图 2 波形可以看出, 经过 1000 次平均之后, 得到了信噪比较高的闪烁体输出波形. 图中本底信号为遮挡闪烁体发光后的 PMT 输出波形, 本底波形上只观测到幅值约 200 mV 的伽马散射峰, 说明在此布局下散射中子的影响噪声可以忽略.

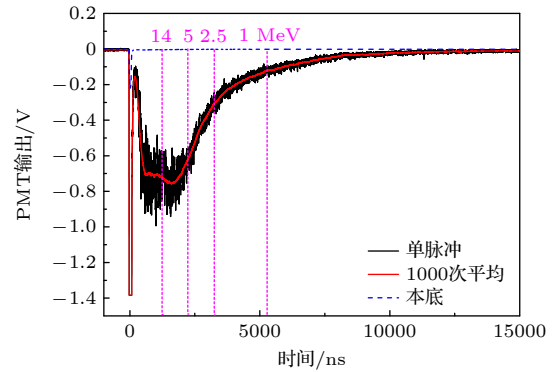


图 2 闪烁体能谱响应测量波形

Fig. 2. Typical waveforms measured in our experiments.

100 MeV 和 0.5 MeV 中子到达闪烁体的时刻分别为伽马峰后 342 ns 和 7569.7 ns, 相对 MeV 中子, 近百 MeV 的高能中子强度相对较低, 可能受到伽马信号、束内伽马等的干扰. 下文分析这些因素对中子能谱响应测量的影响.

2.1 束内伽马影响

根据文献 [18] 的研究结果, 伽马峰后 342 ns (此时伽马峰值产生的 100 MeV 中子到达闪烁体), 束内伽马较伽马 flash 峰值下降超过 3 个量级. 使用文献 [18] 图 3(b) 中的模拟数据评估束内伽马在 5 mm 厚 ST401 塑料闪烁体上产生的信号, 如图 3 中红色实线所示. 图 3 中粉色实线为本文关注能段 (0.5—100 MeV) 模拟束内伽马信号与实测信号的比值, 在伽马峰后 342 ns (100 MeV 中子), 束内伽马产生信号的占比最高, 占总信号约 3%; 随后伽马占比迅速降低, 在峰后 2136 ns (5.4 MeV 中子) 占比最低, 仅占 0.24%; 之后缓慢上升, 直至 7570 ns (0.5 MeV 中子), 束内伽马信号占比仍低于 1%. 所以束内伽马对低于 100 MeV 中子能谱响应标定的影响可以忽略.

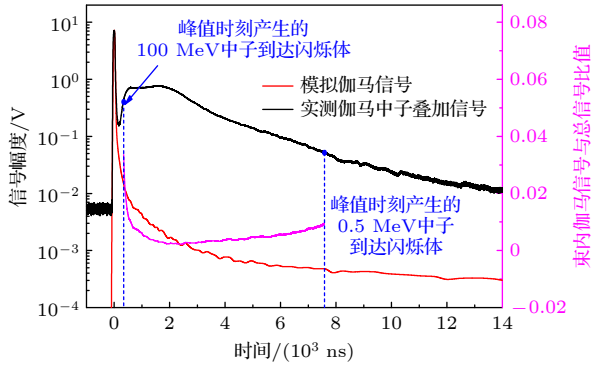


图 3 束内伽马对塑料闪烁体中子能谱响应测量的影响
Fig. 3. Influence of in-beam gamma on plastic scintillators' neutron spectrum response measurements.

2.2 塑料闪烁体慢成分影响

使用单光子计数法^[19]测量本次实验所用 ST401 塑料闪烁体 ($d = 5$ mm) 的发光慢成分 (^{137}Cs 源激发), 测量结果如图 4 所示. 峰后 343 ns 塑料闪烁体慢成分已降低至峰值的 0.03% (峰值计数), 影响可以忽略.

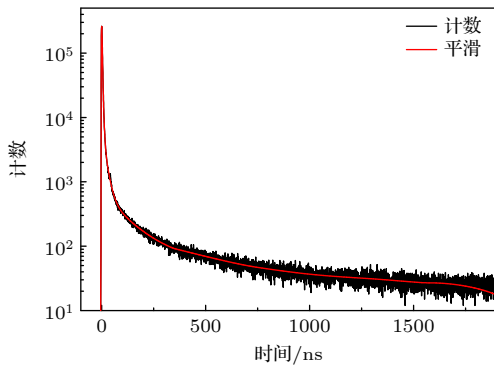


图 4 ST401 闪烁体慢成分测量结果
Fig. 4. Measured slow component of a ST401 scintillator.

2.3 中子源脉宽的影响

中子源脉宽约 42 ns, 也就是说同一时刻到达闪烁体的中子有一定的能量分布, 下面分析中子源脉宽对能谱响应测量的影响.

假设中子源的时间谱为 $f(t)$, 峰值时刻为 T_0 , 能谱为 $g(E)$, 中子脉冲时间谱和能谱相互独立. 那么 T_1 时刻, 到达距离源 L 闪烁体的中子能谱 $h(E)$ 可以写为

$$h(E) = f(T_1 - t_{\text{tof}}) \cdot g(E), \quad (3)$$

式中, t_{tof} 是指中子飞行 L 所需的时间, 考虑相对论效应的中子飞行时间公式可以写为

$$t_{\text{tof}} = \frac{72.298 \cdot L}{\sqrt{E}} (1 + 0.798 \times 10^{-3} E), \quad (4)$$

式中 L 单位是 m, E 的单位是 MeV, 等号右边括号中第 2 项为相对论效应修正项, 对低能中子可以忽略不计.

使用伽马波形代替中子时间谱, 计算得出伽马峰后 1268.7 ns (14 MeV), 1890.4 ns (7 MeV), 3326.2 ns (2.5 MeV) 和 5404.3 ns (1 MeV) 这 4 个时刻到达闪烁体的中子能谱 (归一化) 情况. 如图 5 所示. 从图 5 可以看出, 能量越高, 同一时刻到达闪烁体的中子能量分布就越宽: 1268.7 ns 时刻到达闪烁体的中子能量为 (14 ± 0.7) MeV; 而 5404.3 ns 时刻到达闪烁体的中子能量为 (1 ± 0.01) MeV.

对能量较低 (≤ 1 MeV) 的中子, 闪烁体处中子能量宽度 $\leq 1\%$, 对能谱测量的影响可以忽略. 对能量较高中子, 同一时刻到达闪烁体的中子能量分布范围较宽 (约 5% @ 14 MeV, 约 2.8% @ 7 MeV, 约 2% @ 2.5 MeV), 但由于塑料闪烁体在较高能中子的能谱响应曲线较为平缓^[15], 而且, 中子源在较高能段上也不存在特征峰等突变^[17], 综合考虑闪烁体处的中子能量宽度影响较小, 在不确定度中加以考虑即可.

忽略中子源时间宽度, (2) 式可以写为

$$S_D(E) = \frac{\int_{t_{E_i}}^{t_{E_{i+1}}} I_{\text{PMT}} dt}{\Phi_{E_i - E_{i+1}}}, \quad (5)$$

式中, I_{PMT} 指白光中子源一个脉冲在测量系统上产生的电流信号, $\Phi_{E_i - E_{i+1}}$ 表示能量处于 E_i 和 E_{i+1} 之间的中子数, 由中子源能谱 $\Phi(E)$ 给出. 塑料闪烁体能谱响应范围 (0.5—200 MeV) 内中子源能谱 $\Phi(E)$ 如图 6 所示^[17].

使用上述方法测量了直径 250 mm, 厚度分别为 0.5, 1, 2, 5, 10 mm 共 5 种不同 ST401 塑料闪烁体的中子能谱响应, 测量过程中, 保持实验布局不变, 以保证闪烁体-PMT 光耦合效率不变, 5 种不同厚度塑料闪烁体相对能谱响应如图 7 所示. 从图中能够看出, 中子能量低于 2 MeV 时, 闪烁体中子能谱响应近似线性; 随着中子能量升高, 能量响应偏离线性, 闪烁体越薄, 偏离能量越低. 偏离线性后, 不同厚度闪烁体的能谱响应曲线出现先下降、后上升的趋势, 整体趋于平坦.

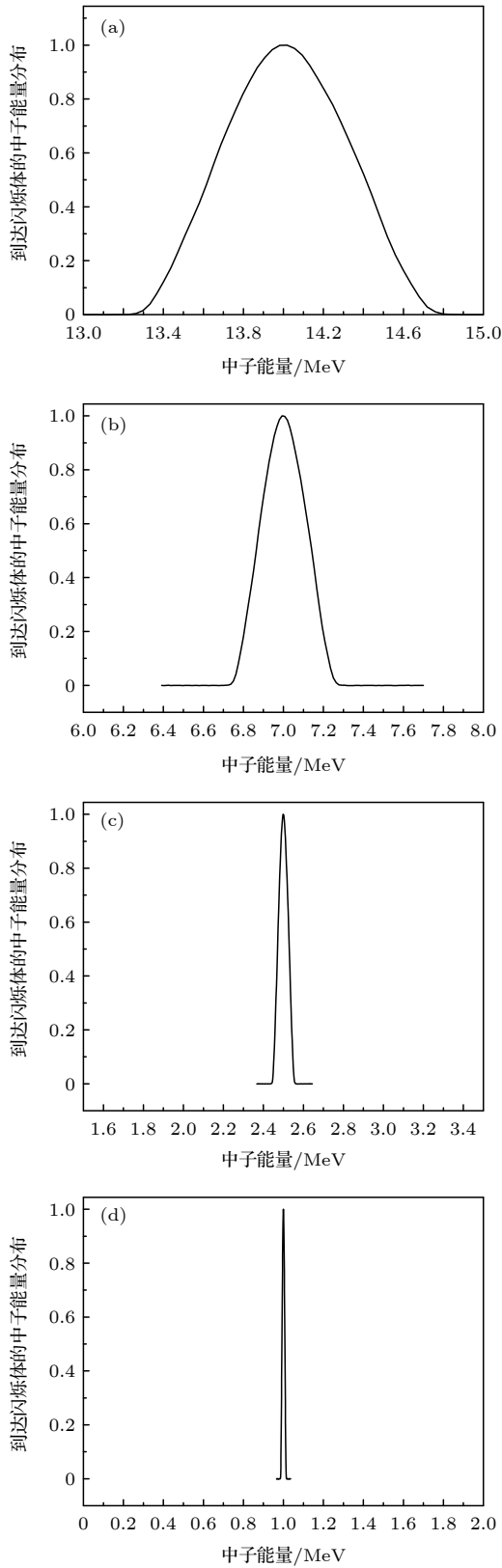


图 5 伽马峰后不同时刻到达闪烁体处中子能谱 (a) 伽马峰后 1268.7 ns; (b) 伽马峰后 1890.4 ns; (c) 伽马峰后 3326.2 ns; (d) 伽马峰后 5404.3 ns

Fig. 5. The neutron spectrum at the scintillator at different time intervals after the γ flash peak: (a) 1268.7 ns; (b) 1890.4 ns; (c) 3326.2 ns; (d) 5404.3 ns.

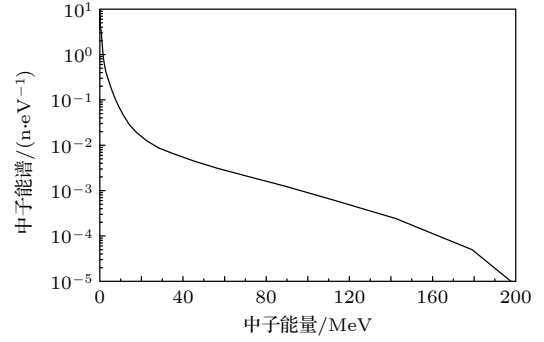


图 6 白光中子能谱 (0.5—200 MeV)

Fig. 6. The neutron spectrum of WNS (0.5–200 MeV).

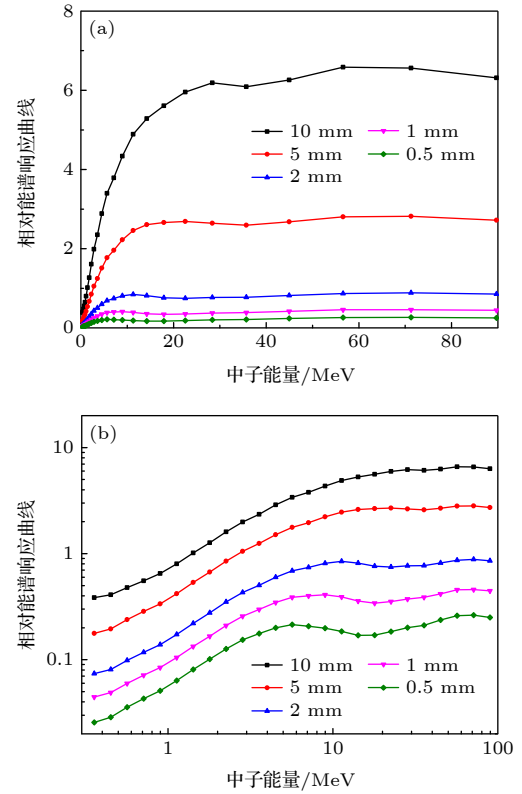


图 7 不同厚度塑料 ST401 中子能谱响应 (a) 线性坐标; (b) 对数坐标

Fig. 7. The neutron spectrum responses of ST401 scintillators with different thicknesses: (a) Linear coordinates; (b) logarithmic coordinates.

3 测量结果分析与讨论

3.1 中子与塑料闪烁体作用物理过程

ST401 是一种典型的三元塑料闪烁体, 它使用聚苯乙烯作基质, 对联三苯作第一闪烁物质, POPOP 作移波剂^[20]. 从元素成分上, 主要由 C, H 两种元素构成, H 原子和 C 原子数密度分别为约 0.052410 atoms/(barn·cm) 和约 0.047346 atoms/(barn·cm)^[21].

影响粒子-闪烁体作用发光效率的因素主要包括粒子在闪烁体中的能量沉积和沉积能量的光转换效率. 中子与 ST401 的作用主要包括以下过程.

1) 中子和质子 (H 核)、C 核的弹性散射, 或者中子被 C 原子俘获释放产生 Be, B, C 等带电离子或者电子, 在闪烁体中产生能量沉积. 能量沉积物理过程主要由闪烁体中 C, H 元素比例和各作用过程截面决定, 截面数据如图 8 所示^[21]. 从截面数据可以看出, 当中子能量低于 2 MeV 时, 中子与氢核弹性散射产生的质子占主导地位. 但随着能量升高, n-C 截面相对 n-p 截面逐渐不可忽略.

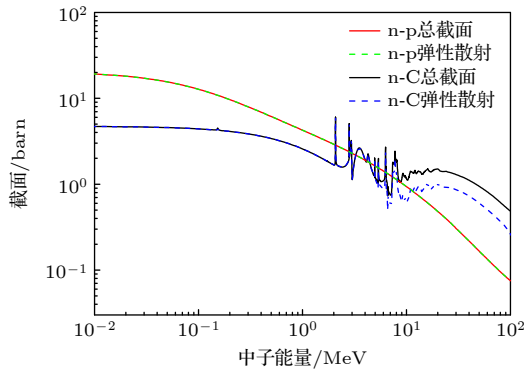


图 8 中子能量 0.01—100 MeV 的 n-p 和 n-C 作用截面曲线
Fig. 8. n-p and n-C cross sections from 0.01 to 100 MeV.

2) 产生的质子、离子或电子在闪烁体中沉积能量, 引起发光, 发光强度可通过 (6) 式—(11) 式 (光响应函数) 描述^[22]:

$$L(E_p) = 0.83E_p - 2.82 [1 - \exp(-0.25E_p^{0.93})], \quad (6)$$

$$L(E_C) = 0.017E_C, \quad (7)$$

$$L(E_{e^-}) = E_{e^-}, \quad (8)$$

$$L(E_\alpha) = 0.41E_\alpha - 0.59 [1 - \exp(-0.065E_\alpha^{1.01})], \quad (9)$$

$$L(E_{Be}) = 0.0821E_{Be}, \quad (10)$$

$$L(E_B) = 0.0375E_B. \quad (11)$$

式中, $L(E_x)$ 表示种类 x 粒子在闪烁体中产生的发光, E_x 表示 x 粒子在闪烁体中的沉积能量.

光响应函数曲线如图 9 所示. 比较各条曲线可以看出, 目前关注的几类粒子在塑料闪烁体中的光响应函数近似线性, 质子的光响应函数偏离线性最明显. 相同能量的不同粒子在塑料闪烁体中的发光效率差距较大, 总的趋势是带电粒子越重, 发光效

率越低, 相同能量的电子发光效率是 C 核的约 60 倍. 所以虽然在中子能量高于 2 MeV 时, n-C 作用截面就已经开始不能忽略, 但考虑到 n-C 主要产物为 C, α , Be, B 等原子核, 它们在闪烁体中的发光函数要明显低于相同能量的电子和质子, 所以较多研究人员认为中子能量大于 8—10 MeV 时, n-C 作用产生的发光不可忽略^[22].

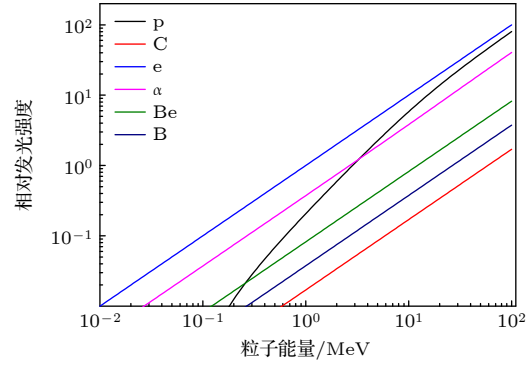


图 9 塑料闪烁体对不同种类粒子的光响应函数

Fig. 9. Light response function of plastic scintillators to different particles.

3.2 边界效应 (boundary effect)

根据 3.1 节的分析, 若闪烁体体积足够大, 入射闪烁体的中子能量全沉积, 塑炼的中子能谱响应曲线近似直线, 但实测中子能谱响应曲线近似对数函数, 这主要由于中子能量不能全部沉积在闪烁体中造成. 对厚度有限的塑料闪烁体, 中子射入闪烁体后, 产生的散射中子和带电粒子都可能从闪烁体中逃逸, 只有部分能量能够沉积进而产生发光——此为所谓的边界效应. 边界效应使闪烁体发光强度-中子能量曲线偏离线性, 接近对数曲线.

本文所介绍闪烁体为 $\Phi 250$ mm 的圆柱形平板, 中子入射方向垂直于圆柱面. 相对于中子束斑尺寸 ($\Phi 60$ mm), 闪烁体平面方向尺寸足够大, 高能粒子主要从垂直于入射方向的圆柱面逃逸. 不同能量中子在闪烁体中的平均自由程 λ_s 、迁移长度 λ_t 和不同能量质子在塑料闪烁体中的射程 R ^[15] 分别可由下式评估:

$$\lambda_s = 1/(n\sigma_s), \quad (12)$$

$$\lambda_t = \frac{\lambda_s}{1 - 2/(3A)}, \quad (13)$$

$$R = 10 \left(\frac{0.552E_p}{17.91} \right)^{0.552} / \rho_{scin}, \quad (14)$$

式中, n 为闪烁体的核密度, 单位为 $\text{barn}^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$; σ_s 为有效散射截面, 单位为 barn ; A 为闪烁体质量数, 对塑料闪烁体其值约为 5.95; E_p 为质子能量, 单位为 MeV ; 平均自由程、迁移长度和射程 R 的单位均为 mm , ρ_{scin} 为闪烁体的密度, 单位为 g/cm^3 . 从 (12) 式和 (13) 式可以看出, 在塑料闪烁体中中子迁移长度是其平均自由程的约 1.13 倍. 中子迁移长度、质子射程同中子/质子的能量关系如图 10 所示. 在 MeV 能段, 中子在塑料闪烁体中的迁移距离大于本文研究的闪烁体厚度, 质子的平均射程为 mm 量级, 所以对本文所研究的塑料闪烁体, 闪烁体光输出强度迅速偏离线性的主要是由质子从闪烁体中逃逸造成.

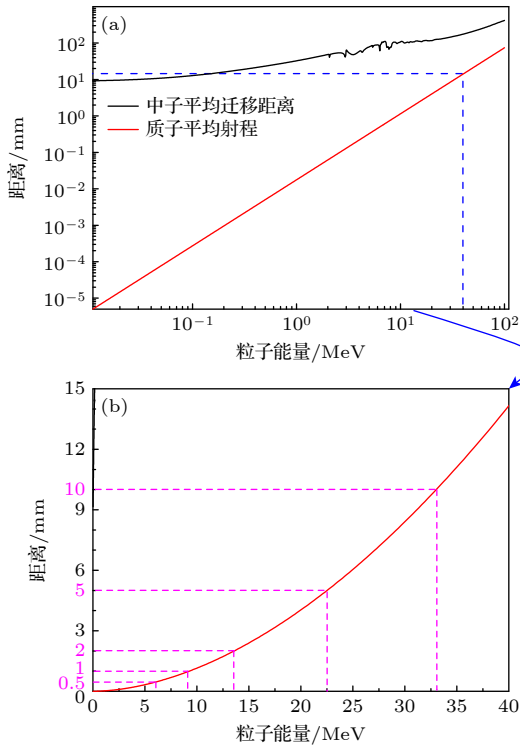


图 10 0.01—100 MeV 质子 (中子) 在塑料闪烁体中的平均射程 (迁移长度) (a) 对数坐标; (b) (a) 图中蓝色虚线方框内曲线在线性坐标下的放大展示

Fig. 10. The average range (migration length) of 0.01–100 MeV protons (neutrons) in plastic scintillators: (a) Range and migration length in logarithmic coordinates; (b) enlargement of the curves in the blue square in (a).

边界效应使不同厚度塑料闪烁体的灵敏度比值随中子能量的变化曲线不再是常数. 画出 10, 5, 2 和 1 mm 塑料闪烁体能谱响应曲线与 0.5 mm 的比值, 如图 11 所示. 能量较低时, 散射质子能量低, 平均自由程短, 只有靠近闪烁体边界处产生的部分

质子可能逃逸, 所以在低能段不同厚度塑料闪烁体中子灵敏度比值近似为常数: 中子能量 $< 3 \text{ MeV}$ 时, 10, 5, 2 和 1 mm 与 0.5 mm 塑料闪烁体灵敏度的比值约为 12.8, 6.6, 2.7 和 1.6; 随着中子能量升高, 薄闪烁体中逃逸的质子比例开始高于厚闪烁体, 所以这一比值曲线开始上升; 随着中子能量的进一步升高, 从厚闪烁体中逃逸的质子比例也开始升高, 厚、薄塑料闪烁体灵敏度比值下降, 形成了一个峰值. 当最高能量散射质子的平均自由程超过厚闪烁体厚度约 2 倍后, 厚、薄闪烁体灵敏度比值趋向定值, 此时, 10, 5, 2 和 1 mm 与 0.5 mm 塑料闪烁体灵敏度的比值约为 24.9, 10.7, 3.3 和 1.7.

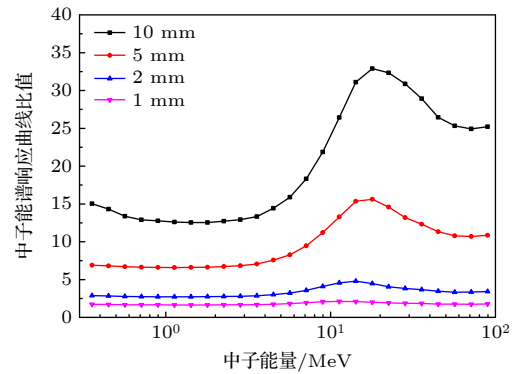


图 11 10, 5, 2 和 1 mm 与 0.5 mm 塑料闪烁体中子灵敏度的比值

Fig. 11. The ratios of 10, 5, 2 and 1 mm-thick plastic scintillators' neutron sensitivities to 0.5 mm.

4 结 论

利用中国散裂中子源白光中子束线, 测量了不同厚度塑料闪烁体 ST401 中子能谱响应曲线, 并对测量影响因素和曲线形成的物理机理进行简单分析. 测量和分析结果表明, 在 0.5—100 MeV 能量区间, 厚度为数 mm 的塑料闪烁体, 能谱响应曲线形状接近对数曲线. 并且受边界效应影响, 不同厚度塑料闪烁体的灵敏度比值随中子能量的变化曲线不是常数. 本文介绍的测量结果可为脉冲中子探测系统和图像诊断系统灵敏度设计^[23]、脉冲中子能谱解谱^[24]等工作提供参考.

参考文献

- [1] Liu Z Q, 1994 *Pulse Radiation Field Diagnostic Technology* (Beijing: Science Press) p12 (in Chinese) [刘兆庆 1994 脉冲辐射场诊断技术 (北京: 科学出版社) 第 12 页]

- [2] Yi Y C, Song Z H, Guan X Y, Han H T, Lu Y, Hao S 2023 *Mod. Appl. Phys.* **14** 10202 (in Chinese) [易义成, 宋朝晖, 管兴胤, 韩和同, 卢毅, 郝帅 2023 *现代应用物理* **14** 10202]
- [3] Yang H Q, Peng T P, Yang J L, Tang Z Y, Yang G Z, Li L B, Hu M C, Wang Z T, Zhang J H, Li Z B, Wang L Z 2004, *Nucl. Electron. & Detect. Technol.* **24** 640 (in Chinese) [杨洪琼, 彭太平, 杨建伦, 唐正元, 杨高照, 李林波, 胡孟春, 王振通, 张建华, 李忠宝, 王立宗 2004 *核电子学与探测技术* **24** 640]
- [4] Yao Z M, Duan B J, Song G Z, Yan W P, Ma J M, Han C C, Song Y 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 062401 (in Chinese) [姚志明, 段宝军, 宋顾周, 严维鹏, 马继明, 韩长材, 宋岩 2017 *物理学报* **66** 062401]
- [5] Verbinski V V, Burrus W R, Love T A, Zobel W, Hill N W, Textor R 1968 *Nucl. Instrum. Methods* **65** 8
- [6] Zhang G G, Ouyang X P, Zhang J F, Wang Z Q, Zhang Z B, Ma Y L, Zhang X P, Chen J, Zhang X D, Pan H B, Luo H L, Liu Y N 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2165 (in Chinese) [张国光, 欧阳晓平, 张建福, 王志强, 张忠兵, 马彦良, 张显鹏, 陈军, 张小东, 潘洪波, 骆海龙, 刘毅娜 2006 *物理学报* **55** 2165]
- [7] Madey R, Waterman F M, Baldwin A R, Knudson J N, Carlson J D, Rapaport J 1978 *Nucl. Instrum. Methods* **151** 445
- [8] Zhang C F, Peng T P, Luo X B, Li R R, Zhang J H, Xia Y J, Yang Z H, Lin L B 2002 *J. Sichuan Univ. (Nat. Sci. Ed.)* **39** 487 (in Chinese) [张传飞, 彭太平, 罗小兵, 李如荣, 张建华, 夏宜君, 杨志华, 林理彬 2002 *四川大学学报 (自然科学版)* **39** 487]
- [9] Peng T P, Luo X B, Zhang C F, Li R R, Zhang J H, Xia Y J, Yang Z H 2002 *Nucl. Phys. Rev.* **19** 357 (in Chinese) [彭太平, 罗小兵, 张传飞, 李如荣, 张建华, 夏宜君, 杨志华 2002 *原子核物理评论* **19** 357]
- [10] Luo X B, Zhang C F, Peng T P, Li R R, Zhang J H, Xia Y J, Yang Z H 2004 *Nucl. Electron. & Detect. Technol.* **24** 186 (in Chinese) [罗小兵, 张传飞, 彭太平, 李如荣, 张建华, 夏宜军, 杨志华 2004 *核电子学与探测技术* **24** 186]
- [11] Song G Z, Xie H W, Wang K L, Zhu H Q 2008 *Nucl. Electron. Detect. Technol.* **28** 845 (in Chinese) [宋顾周, 谢红卫, 王奎禄, 朱宏权 2008 *核电子学与探测技术* **28** 845]
- [12] Yang J L, Peng X J, Yang H Q, Yang G Z, Wang L Z, Zhong Y H 2004 *Nucl. Electron. Detect. Technol.* **24** 346 (in Chinese) [杨建伦, 彭先觉, 杨洪琼, 杨高照, 王立宗, 钟耀华 2004 *核电子学与探测技术* **24** 346]
- [13] Edelstein R M, Russ J S, Thatcher R C, Elfield M, Miller E L, Reay N W, Stanton N R, Abolins M A, Lin M T, Edwards K W, Gill D R 1972 *Nucl. Instrum. Methods* **100** 355
- [14] Betti G, Guerra A D, Giazotto A, Giorgi M A, Stefanini A, Botterill D R, Braben D W, Clarke D, Norton P R 1976 *Nucl. Instrum. Methods* **135** 129
- [15] Cecil R A, Anderson B D, Madey R 1979 *Nucl. Instrum. Methods* **161** 439
- [16] Wei J, Chen H S, Chen Y W, et al. 2009 *Nucl. Instrum. Meth. A* **600** 10
- [17] Chen Y H, Luan G Y, Bao J, et al. 2019 *Eur. Phys. J. A* **55** 145
- [18] Ren J, Ruan X C, Chen Y H, et al. 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 172901 (in Chinese) [任杰, 阮锡超, 陈永浩 等 2020 *物理学报* **69** 172901]
- [19] Yuan X L, Yao S L, Wang D N, Yan Z D, Tang Z R, Jiang L J, Gao X B, Yin S H, Jia J G, Zhang Z X, Lin D Y 2024 GB/T13181-2024 (Beijing: China Standard Press) (in Chinese) [袁秀丽, 姚岁劳, 王丹妮, 阎珍德, 唐兆荣, 蒋李君, 高兴兵, 殷生华, 贾景光, 张志雄, 林德雨 2024 GB/T13181-2024(北京: 中国标准出版社)]
- [20] Ji C S 1990 *Handbook of Nuclear Radiation Detectors & Their Experiment Techniques* (Beijing: Atomic Energy Press) (in Chinese) [汲长松 1990 *核辐射探测器及其实验技术手册* (北京: 原子能出版社)]
- [21] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab2.html/> [2024-8-30]
- [22] Gohil M, Banerjee K, Bhattacharya S, Bhattacharya C, Kundu S, Rana T K, Mukherjee G, Meena J K, Pandey R, Pai H, Ghosh T K, Dey A, Mukhopadhyay S, Pandit D, Pal S, Banerjee S R, Bandhopadhyay T 2012 *Nucl. Instrum. Meth. A* **664** 304
- [23] Yang Y, Dang T Q, Wang Z G, Wang M H, Yang Z G, Chang B, Song Y, Zhou T 2024 *Mod. Appl. Phys.* **15** 10201 (in Chinese) [杨洋, 党同强, 王志刚, 王明煌, 杨战国, 常博, 宋勇, 周涛 2024 *现代应用物理* **15** 10201]
- [24] Qiu Y Y, Tan Z X, Yi H, He Y N, Zhao X L, Fan R R 2023 *Mod. Appl. Phys.* **14** 30203 (in Chinese) [秋妍妍, 谭志新, 易晗, 贺永宁, 赵小龙, 樊瑞睿 2023 *现代应用物理* **14** 30203]

Measurement and analysis of neutron spectrum responses of ST401 scintillators with different thickness^{*}

Li Yang¹⁾ Zhang Yan-Hong¹⁾ Sheng Liang^{1)†} Zhang Mei¹⁾ Yao Zhi-Ming¹⁾
 Duan Bao-Jun¹⁾ Zhao Ji-Zhen¹⁾ Guo Quan¹⁾ Yan Wei-Peng¹⁾
 Li Guo-Guang²⁾ Hu Jia-Qi¹⁾ Li Hao-Qing¹⁾ Li Lang-Lang¹⁾

1) (*State Key Laboratory of Intense Pulsed Radiation Simulation and Effect,*

Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China)

2) (*Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

(Received 28 August 2024; revised manuscript received 11 October 2024)

Abstract

In the measurement of pulsed neutrons in the MeV energy range, plastic scintillators are one of the most widely used materials, and their neutron energy spectrum responses are key data of pulsed neutron energy spectrum measurement. The neutron energy spectrum responses of ST401 plastic scintillators with 5 different thickness values ranging from 0.5 to 10 mm in an energy range from 0.5 MeV to 100 MeV are measured by using the time-of-flight (TOF) method on the white neutron source (WNS) beamline of the China Spallation Neutron Source (CSNS). The effects of in-beam gamma rays, the gamma flash produced slow component of scintillator, and the pulse width of the neutron source on the measurement of neutron spectrum response are analyzed. Owing to the boundary effect of the finite volume of the scintillator, the neutron energy spectrum response curves of ST401 with different thickness values present approximately logarithmic shape, and proton escape is the main reason for the deviation of the curve from linearity. The thicker the scintillator, the higher the neutron energy deviates from linearity.

Keywords: plastic scintillators, neutron energy spectrum response, boundary effect

PACS: 24.10.Lx, 29.40.-n, 29.40.Mc

DOI: [10.7498/aps.73.20241198](https://doi.org/10.7498/aps.73.20241198)

CSTR: [32037.14.aps.73.20241198](https://cstr.cn/32037.14.aps.73.20241198)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12175183) and the Distinguished Youth Science Fund of National Defense Science and Technology of China (Grant No. JQZQ021901).

[†] Corresponding author. E-mail: shengliang@nint.ac.cn



不同厚度ST401中子能谱响应测量与分析

李阳 张艳红 盛亮 张美 姚志明 段宝军 赵吉祯 郭泉 严维鹏 李国光 胡佳琦 李豪卿 李郎郎

Measurement and analysis of neutron spectrum responses of ST401 scintillators with different thickness

Li Yang Zhang Yan-Hong Sheng Liang Zhang Mei Yao Zhi-Ming Duan Bao-Jun Zhao Ji-Zhen
Guo Quan Yan Wei-Peng Li Guo-Guang Hu Jia-Qi Li Hao-Qing Li Lang-Lang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 232401 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20241198

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241198>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

边界对石墨烯量子点非线性光学性质的影响

Effect of edge on nonlinear optical property of graphene quantum dots

物理学报. 2021, 70(5): 057801 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201643>

一种用于Z箍缩实验的软X射线成像系统

Soft x-ray imaging system used for Z-pinch experiments

物理学报. 2021, 70(4): 045203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20200957>

不同厚度镱样品中子俘获反应实验研究

Neutron capture cross section measurements for ^{nat}Lu with different thickness

物理学报. 2022, 71(7): 072901 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212051>

基于微结构气体探测器对单能和连续谱快中子的模拟解谱

Unfolding simulation of single-energy and continuous fast neutrons spectrum based on micro-pattern gas detector

物理学报. 2021, 70(11): 112901 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201954>

单晶金刚石探测器对14 MeV单能中子的响应

Response to 14 MeV neutrons for single-crystal diamond detectors

物理学报. 2021, 70(20): 202901 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210891>

基于Boosted-Gold算法的 γ 能谱反演分析

Analysis of the unfolded γ energy spectrum based on Boosted-Gold algorithm

物理学报. 2022, 71(10): 102901 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212429>