



# 基于蒙特卡洛方法的闪烁光纤阵列空间分辨率模拟

贾清刚<sup>①</sup>, 王东明<sup>①</sup>, 安洪振<sup>②</sup>, 胡华四<sup>①\*</sup>

① 西安交通大学核科学与技术学院, 西安 710049;

② 环境保护部核与辐射安全中心, 北京 100082

\* E-mail: huasi\_hu@mail.xjtu.edu.cn

收稿日期: 2013-09-10; 接受日期: 2013-10-15

国家自然科学基金(批准号: 10975113)和教育部创新团队计划(批准号: IRT1280)资助项目

**摘要** 阐述塑料闪烁光纤对 14.1 MeV 中子的响应机理; 建立基于 Geant4 与 MCNPX 的蒙特卡洛模拟程序, 通过添加发光计算实现 MCNPX 对中子光响应的计算, 并对 Geant4 进行校验; 对 14.1 MeV 中子在闪烁体内产生反冲质子及发光响应进行了模拟; 发现并研究了塑料闪烁体内由 14.1 MeV 中子产生的反冲质子半高宽, 与使用阵列型探测器获得的半高宽的差异; 给出使用倾斜狭缝源获得的调制传递函数, 结合瑞丽判据获得精确光纤阵列分辨率的方法; 对正方形光纤阵列与圆柱光纤(四边形排布与六边形排布)阵列空间分辨率随光纤尺寸变化进行模拟与分析. 提出的方法与模拟结果可以用于 ICF 实验中光纤阵列的优化设计.

**关键词**

Geant4

闪烁发光

闪烁光纤阵列探测器

空间分辨率

在惯性约束聚变与磁约束聚变等研究中, 聚变核心产生携带重要时空信息的 14.1 MeV 中子可以穿透高密度等离子体边界, 利用脉冲中子图像诊断系统可以获得聚变反应所产生中子强度的空间分布, 根据所获得的反应区对称性、尺寸等信息提供可以检验相关物理设计与数值模拟计算结果, 并进一步改进探测系统. 中子探测器是该中子图像诊断系统的关键部件之一, 其对获得高分辨率的聚变源区图像至关重要. ICF 实验多采用闪烁光纤探测器获得中子图像, 随着制作工艺的进步, 阵列中光纤的直径越来越小以获得更好的空间分辨率<sup>[1-7]</sup>. 然而, 由于反冲质子的影响, 使用细光纤只能在一定程度上提高空间分辨率. 预期的中子产额与实验布局条件下,

使用更细的光纤其得到的图像信噪比会变差, 反而影响重建分辨率, 在实验中为了提高信噪比会将相邻多根光纤的输出进行累加<sup>[8]</sup>, 相当于使用了尺寸较粗的光纤进行探测. 在开展实验之前, 对光纤阵列的空间分辨率模拟研究与优化设计工作十分重要. 本文使用 Geant4 程序对塑料闪烁体对 14.1 MeV 中子的响应进行模拟, 并利用 MCNPX 及响应发光计算对 Geant4 结果进行校验. 给出了利用倾斜狭缝源法评价探测器空间分辨率的方法, 对 3 种类型光纤阵列(正方形、圆柱四边形排布与六边形排布)中光纤横截面尺寸对空间分辨率的影响. 本文提出的方法与模拟结果可以用于 ICF 实验中光纤阵列的优化设计.

## 1 塑料闪烁体对 14.1 MeV 中子的光响应

14.1 MeV 聚变中子进入塑料闪烁体, 其可能与氢核发生  $H(n,n)H$  和  $H(n,\gamma)D$  反应, 以及与碳核发生  $^{12}C(n,n)^{12}C$ ,  $^{12}C(n,n\gamma)^{12}C$ ,  $^{12}C(n,\alpha)^9Be$  和  $^{12}C(n,n')$   $3\alpha$  反应<sup>[9]</sup>. 产生的次级带电粒子将会在其径迹上沉积能量并激发闪烁光. 虽然从截面上讲 14.1 MeV 中子与  $^{12}C$  发生作用的截面为 1.5 靶, 是与氢核反应截面 0.7 靶的两倍<sup>[10]</sup>. 但从能量传递角度, 入射中子最多可将 100% 的自身能量传递给氢核, 然而传递给  $^{12}C$  的最多 28%. 除此之外, 由于  $^{12}C$  相对氢核重, 发光时由于淬灭效应<sup>[11]</sup>, 同等的能量沉积, 氢核会产生更多的闪烁光. 因此, 14.1 MeV 中子与氢核的弹性散射对于最终光信号的产生起主要作用. 如图 1 所示, 在塑料闪烁体中, 弹性散射产生反冲质子的能量与散射角之间的关系满足:

$$E_p = E_0 \cos^2 \theta, \quad (1)$$

其中  $E_p$  为反冲质子能量,  $E_0$  入射中子能量,  $\theta$  为反冲质子散射角. 反冲质子会在其径迹上激发荧光(其他次级带电粒子也会对光产额有一定贡献, 不过份额较少<sup>[12]</sup>, 后续讨论), 通过对发光强度来获得中子通量分布. 14.1 MeV 中子产生的反冲质子在闪烁体内的发光特性便直接决定对中子位置探测的精度即空间分辨率.

## 2 基于 Geant4 与 MCNPX 的闪烁体对中子发光响应模拟程序

为了获得由反冲质子产生相对于弹性散射点的发光分布, 这里使用 Geant4 软件对 14.1 MeV 中子在 1 cm 厚聚苯乙烯(polystyrene,  $C_8H_8$ ,  $1.05 \text{ g/cm}^3$ )中的发光响应进行模拟. 其中中子反应模型使用适合热

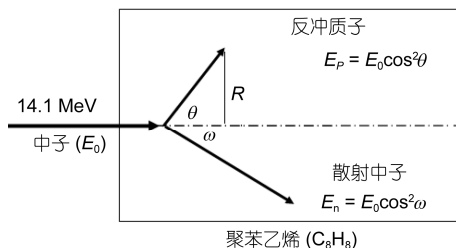


图 1 反冲质子在闪烁体内的产生

中子到 20 MeV 中子的高精度物理模型(G4Neutron HPElastic, G4NeutronHPInelastic, G4NeutronHPCapture 与 G4NeutronHPFission)<sup>[13]</sup>. 相应的中子截面来源于 G4NDL3.13 数据库, 这个数据库的数据主要来源于 ENDF/B-VI<sup>[14]</sup>. 还使用了标准电磁模型(EM package, G4EMLOW.6.9)<sup>[15]</sup>. 由于反冲质子等重核的能量沉积与最终发光并非线性关系, 即淬灭效应, 在 Geant4.9.3 的闪烁发光模块利用半经验的 Birks 公式<sup>[11]</sup>来描述此非线性关系:

$$L_{E_0} = \int_0^{E_0} \frac{SdE}{1 + kB(dE/dx)}, \quad (2)$$

其中  $E_0$  为带电粒子初始能量,  $dE/dx$  为该带电粒子对应能量下的能量损率,  $S$  为常数代表每吸收 1 MeV 电子能量沉积将产生 8000 个闪烁光子, 经验参数  $kB$  为  $0.07943 \text{ mm/MeV}$ <sup>[16]</sup>. 模拟使用了 10 万 14.1 MeV 中子垂直入射, 产物截断设定为 0.001 mm. 当反冲质子降低至不能再产生对应输运长度为 0.001 mm 能量的次级  $\delta$  粒子时, 对该反冲质子的追踪将按连续能量衰减模型. 计算闪烁光产额的空间分布时, 仅考虑由反冲质子的贡献并且没有对光子继续追踪. 将闪烁光产额分布投影到闪烁平板的后端面, 并利用其旋转对称特性获得了闪烁发光与散射反应点距离的关系如图 2 光滑曲线所示. 作为程序校验, 同时使用 MCNPX<sup>[17]</sup>相同模型进行模拟计算. 在 MCNPX 中对于质子能量沉积计算截断最低为 1 keV, 但是当质子能量小于 1 MeV 时, 使用连续能量沉积模型  $dE/dx$  对其进行计算. 由于 MCNPX 仅能计算反冲质子的能量沉积, 这里同样使用 Birks (2)式对光产额进行计算. 与 Geant4 计算发光不同的是这里  $dE/dx$  由 SRIM (Stopping and Ranges of Ions in Matter)<sup>[18]</sup>获得. MCNPX 经过模拟计算得到闪烁发光与散射反应点距离的关系如图 2 中点划线所示. 在 MCNPX 中反冲模拟结果显示, 经由 MCNPX 与发光模型计算的结果比 Geant4 计算结果稍大, 尤其是在反冲质子径迹的末端. 这种区别除了积分过程不同外, 还可能是由于能量截断的方式不同造成的. 从曲线的趋势与结果来看通过 Geant4 软件可以得到可信的反冲质子发光分布. 反冲质子在聚苯乙烯中最多能(垂直于中子入射方向)输运 0.6~0.7 mm. 那么当闪烁光纤半径小于这个值时, 周围未受辐照光纤必然会输出由反冲质子产生的串扰光信号. 从探测器本身来讲, 这种情况

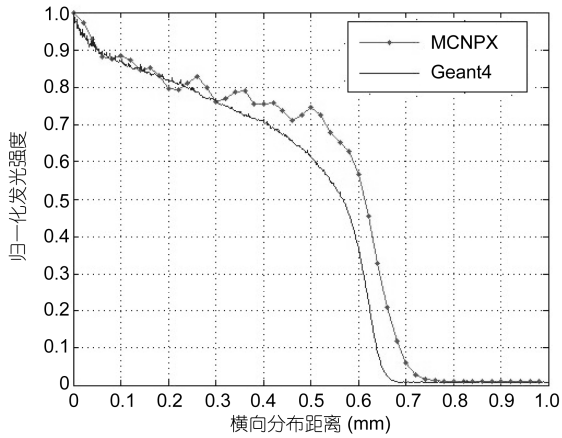


图2 MCNPX与Geant4模拟获得的在塑料闪烁体内反冲质子所产生的发光响应分布

的出现会影响其空间分辨率。

中子在闪烁体内还有更大的概率与<sup>12</sup>C作用并产生光信号,在模拟中我们首先模拟了仅有反冲质子作用时的发光分布(峰值归一)如图3(a)所示,并模拟了全部次级带电粒子所产生的光分布(峰值归一)如图3(b)所示.图3中光滑曲线为发光分布随距离积分结果.对比两分布图,由于其他重带电粒子相比质子有更短的径迹,其对发光的贡献主要集中于散射点附近.但重带电粒子对于发光的贡献影响<10%.两种光分布的积分结果显示,无论其他次级粒子是否参与发光,距离散射点0.25 mm范围贡献了约50%的光产额.文献[2, 19]亦给出了相同的结论,并选择最佳光纤尺寸(直径或边长)为0.5 mm<sup>[19]</sup>.

### 3 光纤阵列点扩散函数和线扩散函数的模拟及分辨率评价方法

对于光纤阵列的空间分辨率的估计方法常使用 $\sqrt{(2\delta_{pix})^2 + \delta_{rec}^2}$ <sup>[20]</sup>进行计算,其中 $\delta_{pix}$ 为光纤横截面尺寸, $\delta_{rec}$ 为反冲质子光响应的半高宽(FWHM).前面获得的 $\delta_{rec}$ 为0.5~0.7 mm,那么光纤阵列的空间分辨率应始终大于中子光响应的半高宽,但这种评价方法是有问题的,这里使用Geant4模拟边长为0.02 mm的正方形光纤阵列对于14.1 MeV中子的发光点扩散函数分布.由于光纤尺寸远小于光响应半径,得到的响应半高宽应略大于 $\delta_{rec}$ .该闪烁光纤类似于圣戈班的BCF-10系列<sup>[21]</sup>(BCF-10正方形光纤最小边长为

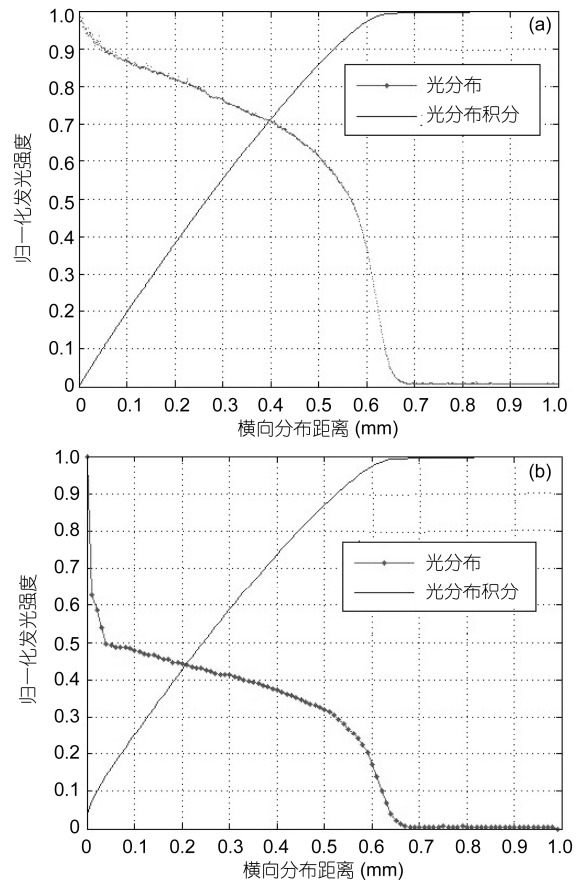


图3 Geant4聚苯乙烯塑料闪烁体对14.1 MeV中子发光响应分布

(a) 仅有反冲质子参与的发光; (b) 所有次级粒子均参与发光

0.25 mm). 闪烁光纤闪烁芯材料为聚苯乙烯( $C_8H_8$ , 1.05 g/cm<sup>3</sup>, 折射率为1.6, 0.018 mm边长),出于建模考虑,假设此光纤为单反射层光纤,反射层为聚甲基丙烯酸甲酯( $C_5H_8O_2$ , 1.2g/cm<sup>3</sup>, 折射率为1.49, 1 μm, 0.001 mm厚),闪烁光在光纤在芯材料与反射层间发生全反射并传递至光纤端面.在评价分辨率时常使用线对的概念,同时模拟该探测器的线扩散函数.模拟获得的点扩散函数与线扩散函数如图4所示.模拟结果显示,此类型探测器的点扩散函数及先线扩散函数半高宽仅有0.05与0.07 mm,远小于 $\delta_{rec}$ (0.5~0.7 mm), $\delta_{rec}$ 这是由于计数方式产生的.

为了阐明计数方式不同对获取的点扩散函数半高宽的影响,这里给出了两种计算方式的示意图,如图5所示.理想条件下的点扩散函数发光曲线是沿图5左半侧白线的光分布,其获得的点扩散函数半高宽

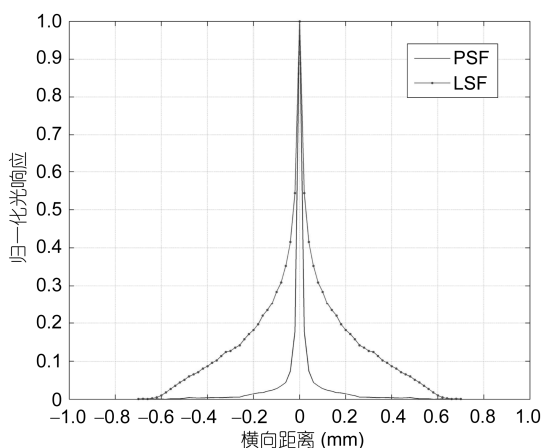


图4 0.02 mm 边长正方形闪烁光纤阵列对 14.1 MeV 中子的光响应截面(中子源为准直点源与线源)

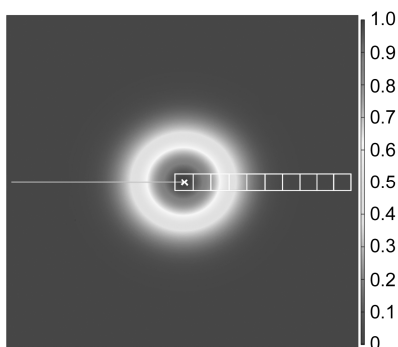


图5 理想线计数与阵列计数示意图

为 0.5 mm. 然而, 实际光纤阵列探测器探测的是一定面积内积分的结果(如图 5 右半侧白色正方形). 按照文献中公式, 考虑到光纤阵列的离散, 其空间分辨率应当比闪烁平板更差. 如果不考虑实际光纤尺寸的情况下, 通过单纯计算中子在闪烁体上的发光响应分布是无法对实际阵列的分辨率进行估计, 更不能指导光纤半径的优化.

通过蒙特卡洛方法直接模拟探测器对中子的点扩散函数或者线扩散函数, 利用这些响应函数的半高宽来评价探测器的分辨率. 然而对于光纤阵列探测器而言, 中子入射点的位置直接影响到最终光响应的半高宽. 此外, 当光纤较粗, 如大于 0.1 mm 时, 得到的发光响应曲线由几根光纤的光输出数据组成, 其并不连续而是分段函数, 这种情况下只能通过拟合去获得半高宽. 使用光响应半高宽来评价探测器分辨率的方法也并不精确, 如图 6 所示, 对于不含统计噪声的三角形响应函数来说, 半高宽可以描述其

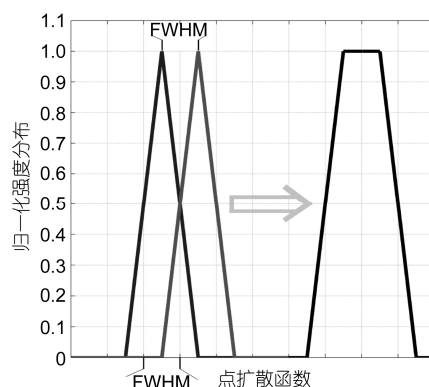


图6 三角形响应函数及其半高宽(FWHM)

空间分辨率的极限, 然而实际光响应不但含有统计噪声并且与三角形响应也有一定差距.

为了避免上述问题, 这里倾斜狭缝法<sup>[22]</sup>与瑞丽判据<sup>[23]</sup>相结合的方法获得探测器空间分辨率. 模拟时使用倾斜准直线源模拟狭缝, 这样可以避免狭缝宽度对获得的线扩散函数的影响. 将 0.1 mm 边长的正方形闪烁光纤阵列对于理想倾斜狭缝 14.1 MeV 中子源光响应(如图 7(a)所示)合成<sup>[22]</sup>为线扩散函数, 如图 7(b)所示. 经由傅里叶变换将线扩散函数转化为调制传递函数(modulation transfer function, MTF), 如图 7(c)所示. 再根据瑞丽判据<sup>[23]</sup>, 当空间频率所对应的调制传递函数值低于 0.1 时, 空间频率将无法分辨(对应于调制传递函数值为 0.1 的空间频率即为空间分辨率).

下面解释调制传递函数值为 0.1 时对应的空间频率为空间分辨率. 依据瑞丽判据, 两条线能被人眼分辨的条件是: 两个线(灰度峰值)中间的灰度至少要小于峰值的 81%. 对于调制传递函数(MTF)曲线, 分辨极限或者是最大分辨频率是由 MTF=0.1 时获得. 下面通过对调制传递函数的定义公式来说明上述对应关系, 根据文献[24], 其被定义为

$$MTF = \frac{M_{\text{captured}}}{M_o} = \frac{I_{c_{\text{max}}} - I_{c_{\text{min}}}}{I_{c_{\text{max}}} + I_{c_{\text{min}}}} \bigg/ \frac{I_{o_{\text{max}}} - I_{o_{\text{min}}}}{I_{o_{\text{max}}} + I_{o_{\text{min}}}}, \quad (3)$$

其中  $M_{\text{captured}}$  与  $M_o$  分别代表实际探测器获得的调制传递函数与原始中子通量分布的调制传递函数.  $I_{c_{\text{max}}}$  与  $I_{c_{\text{min}}}$  分别代表探测器获得图像灰度最高与最低的强度.  $I_{o_{\text{max}}}$  与  $I_{o_{\text{min}}}$  代表理想条件下原始中子通量分布强度的最大与最小值. 当两个线对恰能分辨时  $I_{c_{\text{max}}}$  与  $I_{c_{\text{min}}}$  分别为 1 与 0.81,  $I_{o_{\text{max}}}$  与  $I_{o_{\text{min}}}$  分别

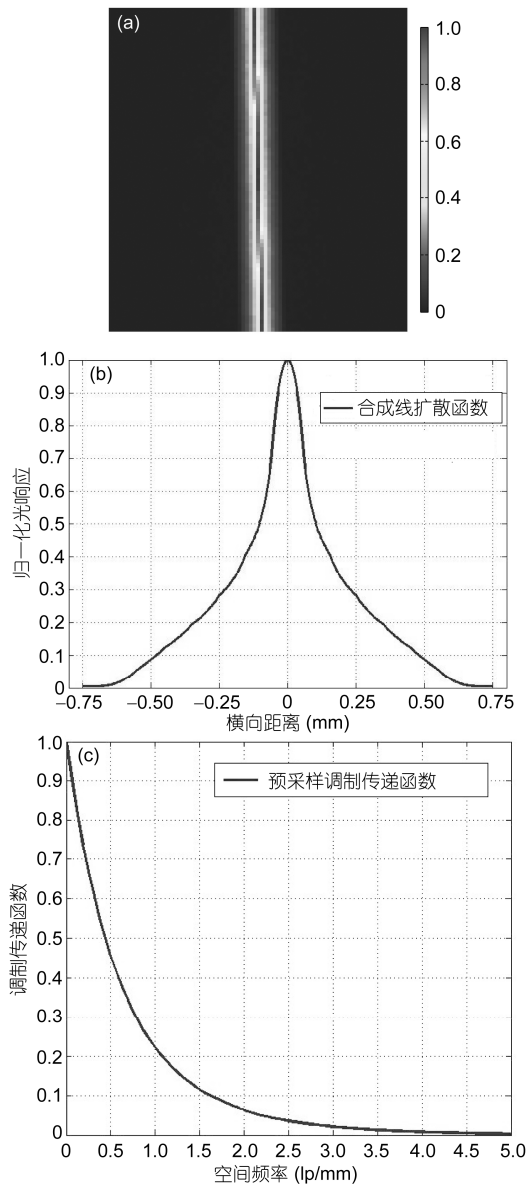


图7 倾斜狭缝法获得探测器调制传递函数

(a) 光纤阵列对倾斜狭缝中子的光响应; (b) 经光响应合成的线扩散函数; (c) 由合成线扩散函数经傅里叶变换得到的调制传递函数

为1和0. 此时, 通过(3)式计算获得的MTF为0.1, 此探测器所能分辨的最高频率为 MTF 降低至 0.1 时的频率. 对于边长为 0.1 mm 正方形光纤阵列, 其对 14.1 MeV 中子的空间分辨率为 1.7 线对每毫米 (lp/mm). 直观起见, 通过 Geant4 程序模拟该光纤阵列探测器对二值线对源的响应(如图 8), 空间频率大于 1.9 lp/mm 的线对几乎无法分辨, 而 1.7 lp/mm 线对较容易分辨. 当然人眼对于线对分辨的判断随线对

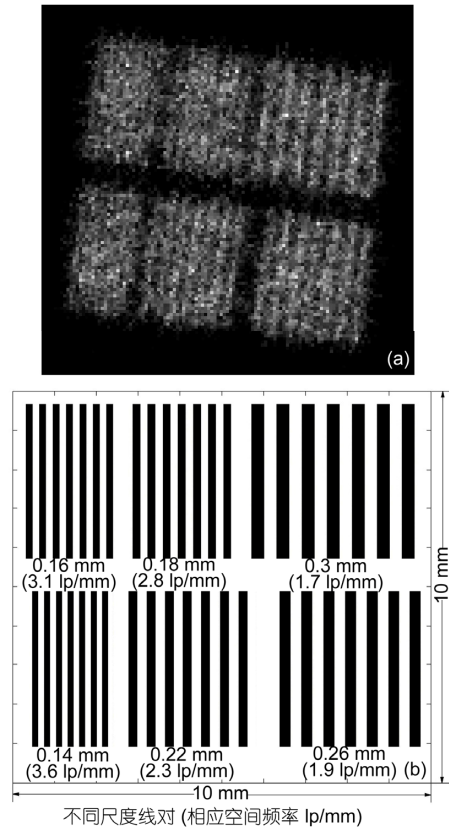


图8 0.1 mm 正方形光纤阵列所获得的线对源发光图像(每根光纤垂直入射 300 个中子)(a)与线对中子源示意图(b)

空间频率变化是渐变的, 但通过对线对可以说明该评价方法较为可靠.

#### 4 3 种光线阵列空间分辨率模拟

根据上述分辨率评价方法, 针对常见类型的光纤阵列研究光纤横截面尺寸与光纤空间分辨率之间的关系. 常见类型光纤阵列如图 9 所示, 包含以下 3 种: 正方形光纤阵列, 四边形排布圆柱形光纤阵列与六边形排布的圆柱光纤阵列.

图 10 给出的是正方形光纤阵列的调制传递函数随光纤边长变化的情况, 其中 0.05 mm 正方形光纤阵列 MTF 计算结果与文献[24]结果吻合. 根据奈奎斯特采样定律, 阵列型探测器的最高采样频率受制于像素尺寸即光纤横截尺寸. 所以 MTF 曲线的频域范围均存在截断上限(1/(2×像素尺寸)). 例如, 对于 0.5 mm 正方形光纤阵列的理论最大(不考虑光纤中质子串扰对分辨率的影响)分辨率为 1 lp/mm, 但由于反冲质子

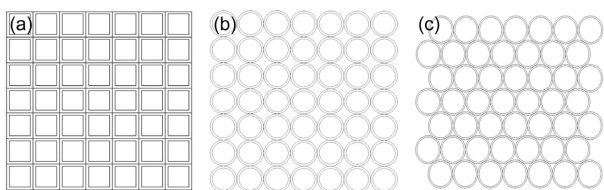


图9 3种不同类型光纤阵列示意图  
(a) 正方形; (b) 圆柱四边形排布; (c) 圆柱六边形排布

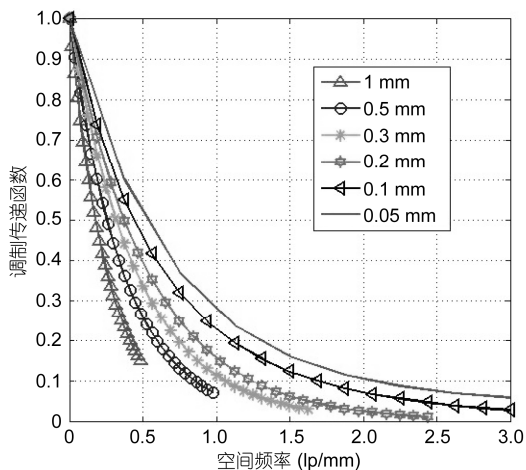


图10 正方形光纤阵列调制传递函数与光纤边长的关系

造成空间分辨率下降, 根据瑞丽判据, 该探测器实际分辨只有 0.8 lp/mm. 1 mm 正方形光纤阵列的 MTF 始终大于 0.1, 在这种情况下采样定律决定该阵列的空间分辨率.

模拟结果显示, 选用细光纤可以提高空间探测系统的空间分辨率, 但是当光纤尺寸变细时(小于 0.7 mm), 由于反冲质子影响, 单纯使用细光纤无法有效提高空间分辨率. 为了说明这个问题, 图 11 给出了无反冲质子影响时 3 种光纤阵列(正方形、圆柱六边形排布与四边形排布)的理想分辨(即可分辨的最高频率  $1/(2 \times \text{像素尺寸})$ )与实际获得的分辨率. 对比细光纤所能带来的理论分辨与实际分辨率的偏差, 当光纤越细, 反冲质子对分辨率的影响便越大, 减小光纤尺寸对分辨率提高的能力便越小. 当光纤尺寸由 1 mm 缩减 10 倍至 0.1 mm 时, 分辨率可提升 3 倍左右(由 0.5 lp/mm 提升至约 1.5 lp/mm). 当使用更细的光纤 0.05 mm(替代 0.1 mm)时, 虽然分辨率仍有一定提升, 但制作工艺难度与成本均将大幅度增加. 同为四边形排布, 圆柱型光纤比正方形光纤在尺寸为 0.2~0.7 mm 有较好的分辨率, 这是由于圆柱形光纤阵列相比正

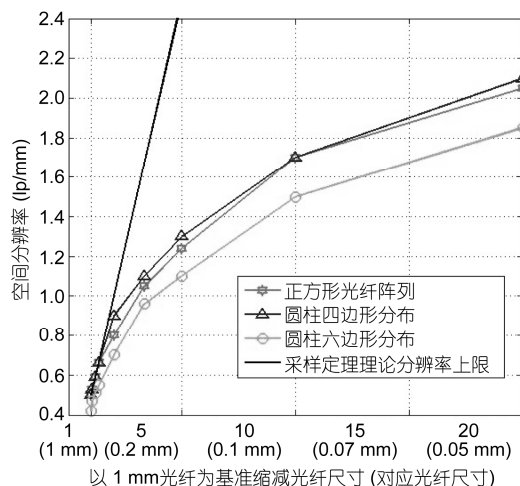


图11 3种类型光纤阵列空间分辨率与光纤横截面尺寸(边长或直径)的关系

方形光纤阵列, 具有更多的死区域. 填充死区域的光学胶吸收了一部分反冲质子, 减少了串扰的发生. 然而当光纤较细小于 0.2 mm 时, 死区域不能有效阻挡反冲质子的串扰, 这时两种类型探测器的空间分辨率偏差不大. 对于紧凑分布的六边形排布圆柱光纤阵列, 由于光纤之间平均距离小于同样的光纤四边形排列时, 反冲质子更容易从受辐射光纤输运至邻近光纤, 使其空间分辨率相对四边形分布较差.

### 5 结论与展望

理论计算方法对光纤阵列的空间分辨率的估计可能会带来很大误差. 使用点扩散函数描述光纤阵列空间分辨率时, 模拟点扩散函数的连续性会受到光纤尺寸的制约, 并且中子入射点的选择也会影响获得的结果.

本文使用两种蒙特卡罗程序 Geant4 与 MCNPX 对闪烁光纤对中子的光响应及所产生的反冲质子的特性进行了模拟. 利用倾斜狭缝获得连续的合成线扩散响应函数并计算出探测器的调制传递函数的方法用以评价探测器空间响应. 模拟结果表明, 实际阵列的空间分辨率并非如理论预期的大于反冲质子光响应半高宽(0.5 mm), 而可能远小于 0.5 mm. 圆柱光纤四边形排列与相同横截面特征尺寸的正方形光纤的空间分辨率基本一致(0.1~0.7 mm 范围内略好). 对于六边形排布圆柱光纤阵列由于其排列较为紧凑, 受的反冲质子影响更大, 空间分辨率比另外两类阵

列较差.

本文提出的方法与模拟结果可以用于 ICF 实验中光纤阵列的优化设计. 在预期的中子产额与实验布局条件下, 使用过细的光纤所得到的图像信噪比

较差, 反而影响重建分辨率. 考虑到细光纤阵列的成本问题, 在开展实验之前, 应结合具体实验条件, 如成像编码孔、放大倍数、预期中子产额等, 利用蒙特卡洛方法对光纤阵列探测器进行优化设计.

## 参考文献

---

- 1 Röss D, Lerche R A, Ellis R J, et al. Design of a neutron penumbral-aperture microscope with 10  $\mu\text{m}$  resolution. *Rev Sci Instrum*, 1990, 61: 3184–3186
- 2 Disdier L, Lerche R A, Bourgade J L, et al. Capillary detector with deuterated scintillator for inertial confinement fusion neutron images. *Rev Sci Instrum*, 2004, 75: 2134–2139
- 3 Röss D, Lerche R A, Ellis R J, et al. High-sensitivity scintillating fiber imaging detector for high-energy neutrons. *Rev Sci Instrum*, 1995, 61: 4943–4948
- 4 Wilke M D, Batha S H, Bradley P A, et al. The national ignition facility neutron imaging system. *Rev Sci Instrum*, 2008, 79: 10E529(1-5)
- 5 Caillaud T, Landoas O, Briat M, et al. A new compact, high sensitivity neutron imaging system. *Rev Sci Instrum*, 2012, 83: 10E131(1-3)
- 6 Disdier L, Rouyer A, Lantuejoul I, et al. Inertial confinement fusion neutron images. *Phys Plasmas*, 2006, 13: 056317(1-6)
- 7 Disdier L, Rouyer A, Wilson D C, et al. High-resolution neutron imaging of laser imploded DT targets. *Nucl Instrum Meth Phys Res A*, 2002, 489: 496–502
- 8 Knoll G F. *Radiation Detection and Measurement*. New York: Wiley, 2010. 569–579
- 9 IAEA. Nuclear Data Services. Available: <https://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm>
- 10 Briks J B. *The Theory and Practice of Scintillation Counting*. Oxford: Macmillan, 1964, 8–10
- 11 UCRL-50176. *Detector Handbook*. Lawrence Livermore Lab, 1967
- 12 CERN. Geant4 User support. <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/PhysicsReferenceManual.pdf>
- 13 Allison J, Amako K, Apostolakis J, et al. Geant4 developments and applications. *IEEE Trans Nucl Sci*, 2006, 53: 270–278
- 14 Burkhardt H, Grichine V M, Gumplinger P, et al. Geant4 standard electromagnetic package for HEP applications. In: *Proceedings of the 2005 IEEE International Conference on Nuclear Science*. Rome, 2004. 1907–1910
- 15 Angela L T. “HCAL reconstruction status,” presented at the Calice Collaboration Meet. Argonne, IL, USA, March 17–19, 2008. [http://www.desy.de/~lucaci/Talks/Argonne\\_March08.pdf](http://www.desy.de/~lucaci/Talks/Argonne_March08.pdf)
- 16 MCNPX User’s Manual. Los Alamos Nat Lab. Report LA-CP-02-408, April, 2002
- 17 Ziegler J F, Biersack J P, Littmark U. SRIM—The stopping and range of ions in matter (2010). *Nucl Instrum Meth Phys Res B*, 2010, 268: 1818–1823
- 18 Mor I, Vartsky D, Feldman G, et al. Parameters affecting image quality with Time-Resolved Optical Integrative Neutron (TRION) detector. *Nucl Instrum Meth Phys Res A*, 2011, 640: 192–199
- 19 Disdier L, Rouyer A, Fedotoff A, et al. Neutron imaging of ICF target plasmas. *Rev Sci Instrum*, 2003, 74: 1832–1836
- 20 Brochure of Saint-Gobain Scintillation Products. Saint Gobain Crystals and Detectors Ltd. Hiram, OH, USA. <http://www.detectors.saint-gobain.com/uploadedFiles/SGdetectors/Documents/Brochures/Scintillating-Optical-Fibers-Brochure.pdf>
- 21 Fujita H, Tsai D Y, Itoh T, et al. A simple method for determining the modulation transfer function in digital radiography. *IEEE Trans Med Imag*, 1992, 11: 34–39
- 22 Dekker A J, Bos A. Resolution: A survey. *Jour Opt Soc Am A*, 1997, 14: 547–557
- 23 Boreman G D. *Modulation Transfer Function in Optical and Electro Optical Systems*. Bellingham: SPIE Press, 2001. 20–25
- 24 Vartsky D, Mor I, Goldberg M B, et al. Time-resolved fast neutron imaging: Simulation of detector performance. *Nucl Instrum Meth Phys Res A*, 2005, 542: 206–212