

微通道板对硬 X 射线探测效率的模拟研究*

杨靖¹, 单连强²

(1. 中国工程物理研究院流体物理研究所冲击波物理与爆炸物理全国重点实验室, 四川 绵阳 621999;

2. 中国工程物理研究院激光聚变研究中心等离子体物理全国重点实验室, 四川 绵阳 621999)

摘要: 为提升硬 X 射线探测效率, 优化了微通道板对硬 X 射线响应效率的影响模型, 在模型中考虑了微通道板所有材料参数以及结构参数的影响, 并进一步考虑了微通道板基底材料原子壳层间相互串扰的影响。在此模型的基础上, 分析了微通道板的基底材质、通道直径、通道间壁厚、通道板厚度等参数对其探测效率的影响。基于现有技术条件, 给出了微通道板各参数的最佳优化值及相应的探测效率, 结果表明, 其对 50~200 keV 能段的硬 X 射线的探测效率可以达到 45% 以上。

关键词: 微通道板; 硬 X 射线; 探测效率

中图分类号: O521.3; TL817.2 **文献标识码:** A

内爆压缩对称性及其演化过程诊断是惯性约束聚变 (ICF) 研究^[1]中的重要课题, 对正确理解惯性约束聚变物理过程和最终实现点火具有重要意义。为了更好地诊断内爆压缩对称性并精确掌握其物理参数和规律, 劳伦斯·利弗莫尔国家实验室 (LLNL) 的研究人员提出了“康普顿照相”方案^[2-4], 以实现对内爆靶丸最大压缩时刻的成像。“康普顿照相”使用点投影成像的方式, 采用能段范围 50 keV~200 keV 的硬 X 射线作为背光源, 为了满足物理需求并适应 ICF 中的高中子辐射背景^[5,6]等极端条件, 其硬 X 射线成像探测器必须具备高时空分辨能力。

目前具有时空分辨能力的 X 射线探测一般基于微通道板 (MCP)^[7,8]并使用金属膜^[9-11]或者闪烁屏^[12,13]作为探测阴极。其中, 金属膜阴极只适用于低能到中能的 X 射线 (<10 keV) 的 X 射线探测; CsI 针状屏虽然可以探测更硬量的 X 射线 (几十 keV), 但是由于闪烁体具有微秒量级的余晖时间, 使得其时间分辨能力远远不能满足康普顿照相等物理实验探测的需求。为了能够满足对硬 X 射线的高时空分辨探测需求, 在前人探索性研究^[14-18]的基础上, Izumi 等人^[19-21]采用微通道板作为光阴极用于硬 X 射线探测并将之应用于康普顿照相, 取得了较好效果。在理论模型方面, 在 Shikhaliyev^[16]工作的基础上, Farley 等人^[19]于 2013 年提出了优化模型并对 MCP 进行了计算。然而, 该模型并没有考虑不同原子壳层之间的相互干扰问题, 导致计算结果偏大, 在进行 MCP 厚度优化过程中, 甚至会出现探测效率大于 1 的情况。

目前, 国际上相关研究仍然较少, 并且基本上基于一种特殊型号的 MCP—Galileo MCP。但是, 由于国外的禁运, 国内既买不到成品的 Galileo MCP, 也买不到其基底材料 Corning 8161 型铅玻璃, 目前国内尚未见相关研究。为了研究 MCP 关键参数对硬 X 射线的探测效率, 本文对 Farley 等人的计算模型进行了改进与优化, 并利用该模型计算了国内现有常用类型 MCP 对硬 X 射线的探测效率, 分析了 MCP 的材料、厚度等参数对探测效率的作用规律。

*收稿日期: 2025-09-09; 修回日期: 2025-11-02

基金项目: 冲击波物理与爆炸物理全国重点实验室基金 (JCKYS2025212109)

作者简介: 杨靖 (1985—), 男, 博士, 副研究员, 主要从事高压材料物性及测试技术研究. E-mail: yangjing_2025@163.com

1 探测模型

微通道板(MCP)可以看作在基底材料(主要成分为铅玻璃)上打出一系列的通道孔,这些圆孔呈六边形阵列排布,通道内表面镀有一层极薄的碱金属,如图1所示。MCP在进行硬X射线探测时^[22],硬X射线光子与微通道板的基底发生作用(光电效应、俄歇效应或康普顿反应)产生初级电子;初级电子到达通道表面时,电离通道表面的碱金属产生二级电子(主要为低能电子,能量小于50 eV);二级电子进入通道产生雪崩放大从而被后面的设备接收探测。我们将MCP对X射线的探测几率写成如下形式

$$P=P_1P_2P_3P_4 \quad (1)$$

其中: P_1 为X射线与MCP组成分子发生反应的几率; P_2 为初级电子到达通道的几率; P_3 为初级电子通过MCP通道时引起雪崩放大的几率; P_4 为雪崩电子被电子学系统探测到的几率。

根据前人的分析^[16-18], P_3 约为1。而 P_4 的大小则与MCP的增益和电子系统的动态测量范围有关。一般来说,对于标准的MCP该值约为0.5。然而,如果采用双MCP或者三MCP结构,并减小用作探测阴极的MCP的增益,该值理论上可以达到100%。这样MCP的量子探测效率可以表达为

$$P=P_1P_2 \quad (2)$$

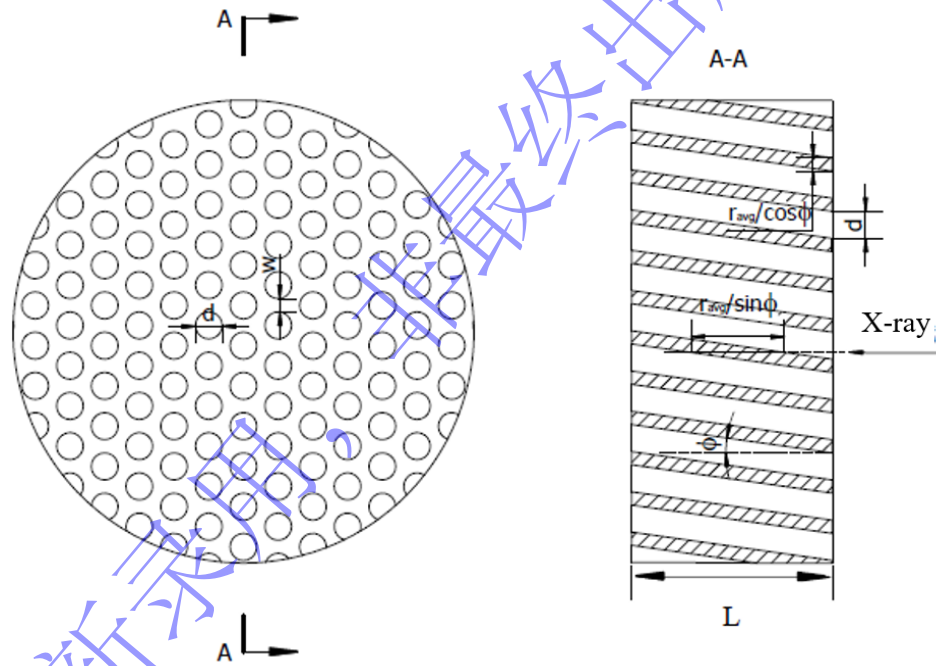


图1 微通道板(MCP)的结构示意图:(a)正面, d 为微孔直径, w 为相邻微孔间的最小距离;(b)侧剖面, L 为微通道板厚度, ϕ 为微通道板斜切角。

Figure 1 Sketch map of the MCP: (a) top view, d represents the diameter of micropores s , w represents the minimum distance between adjacent micropores; (b) side section, L represents the thickness of the MCP, and ϕ represents bias angle.

在入射X射线能量范围为50 keV~300 keV时,X射线光子与MCP基底反应主要为光电效应,俄歇效应所产生的电子数目约为光电效应的4%左右。由于X射线光子能量小于400 keV时,康普顿散射激发的初始电子及正负电子对效应可以忽略不计,因此,在计算 P_1 时,我们只需要考虑光电效应。能量为 E_ν 的X射线在深度 z 处电离特定原子的特定壳层产生光电子的几率为

$$P_{\text{shell}}(E_\nu, z) = \mu_{\text{shell}} \exp(-\mu_{\text{shell}} z), \quad \mu_{\text{shell}}$$
 为该壳层的光电反应截面系数。

表 1 铅、硅、氧和钡的光电效应截面（光子能量为 100 keV）

Table 1 Photoelectron cross-section data for lead, silicon and oxygen (100 keV photon energy)

Lead(n=2.65)			Barium(n=2.83)			Silicon(n=3.00)			Oxygen(n=3.15)		
Shell	E_{bind} (keV)	μ_{shell} (cm^2/g)	Shell	E_{bind} (keV)	μ_{shell} (cm^2/g)	Shell	E_{bind} (keV)	μ_{shell} (cm^2/g)	Shell	E_{bind} (keV)	μ_{shell} (cm^2/g)
K	88.00	4.13	K	37.15	1.68	K	1.84	0.0225	h.s	<1	0.0031
L	14.32	0.846	L	5.63	0.23	h.s.	<1	0.0025			
M	2.7	0.198	h.s	<1	0.06						
h.s.	<1	0.062									

Note: h.s. 表示更高壳层

MCP 基底材料的主要成分为 PbO 和 SiO₂，部分类型 MCP 会掺杂 BaO。对于 50 keV~300 keV 的硬 X 射线，高 Z 原子的光电反应截面要远远大于低 Z 原子。表 1 给出了 MCP 主要成分铅、钡、硅和氧对光子能量为 100 keV 的 X 射线的光电反应截面，其他光子能量的 X 射线的光电反应截面可以用公式 $\mu_{\text{shell}}(E_v) = \mu_{\text{shell}}(100\text{keV})(E_v/100)^{-n}$ 得到。从表中可以看到，对于硬 X 射线，铅原子的光电反应截面要远大于硅原子和氧原子。所以，在 MCP 对硬 X 射线探测效率的计算中，可以忽略硅和氧的影响。所以，在计算中我们只考虑 Pb、Ba 等高 Z 原子的光电反应，光电反应截面取自 NIST XCOM 数据库^[23]。

光电子的能量 $E_e = E_v - E_{\text{bind}}$ ， E_v 为入射 X 射线能量，当 E_v 能量范围为 50 keV ~ 300 keV 时，光电子能量 E_e 的能量范围为 0 keV ~ 300 keV。根据波恩一阶近似，当光电子能量较高时，光电子在穿过 MCP 侧壁时散射角度会较小。所以，可以认为光电子在 MCP 基底材料中直线传播。如果简单地将光电子束看作 β 射线，其传播函数可以表示为

$$P_e(l) = e^{-\mu l}$$

其中 μ 为物质吸收系数。进一步，考虑到光电子有较好的单色性，其传播函数应该使用 Rao^[24] 和 Kobetich 等人^[25]给出的更精确的结果

$$P_e(E_e, l) = \frac{1 + e^{-gh}}{1 + e^{g[l/R(E_e) - h]}} \quad (3)$$

其中： l 为光电子在物质中传输的距离， $g = 9.2\bar{Z}^{-0.2} + 16\bar{Z}^{-2.2}$ ， $h = 0.63\bar{Z} / \bar{A} + 0.27$ ， \bar{Z} 为材料原子序数的质量平均值， \bar{A} 为原子质量的质量平均值， R 可由下式得到^[24]：

$$R(E_e) = \frac{1.66 \times 10^{-6}}{\rho \bar{Z}^{0.33}} E_e^{2.579 - 0.219 \log_{10} E_e} \quad (4)$$

其中 ρ 为材料密度，单位为 g/cm^3 ， E_e 的单位为 keV， R 的单位为 cm。

再考虑到光电子沿与光子方向夹角为 θ 的方向传播的几率为

$$P_{\text{eject}}(\theta) = \frac{1 - \beta(3 \cos^2 \theta - 1) / 4}{\pi(1 - \beta / 8)} \quad (5)$$

其中 β 为由入射光子能量决定的常数，当入射光子能量大于 1keV 时， $\beta \approx 2$ 。式 (5) 可简化

为 $P_{\text{eject}}(\theta) = 2 \sin^2 \theta / \pi$ ，于是我们得到对于特定原子壳层，探测效率与入射 X 射线光子的能量 E_v 的关系为

$$P = P_1 P_2 = P_{\text{shell}}(E_v, z) \cdot (P_{\text{eject}}(\theta) \cdot P_e(E_e, l)) dz d\theta \quad (6)$$

将上式进行双重积分 ($z \in [0, z_{\text{max}}]$, $\theta \in [0, \pi]$)，考虑到通道间平均壁厚

$$r_{\text{avg}} = \frac{\sqrt{3}}{4} w \left(2 + \frac{w}{d} \right) + \left(\frac{\sqrt{3}}{4} - \frac{\pi}{8} \right) d, \quad \text{X 射线可能通过介质的最大长度为 } z_{\text{max}} = L \left(\frac{r_{\text{avg}}}{r_{\text{avg}} + d} \right), \text{ 并}$$

考虑所有原子壳层可以得到 MCP 对入射 X 射线的探测效率函数^[17]:

$$P = \sum_{\text{shells}} \int_0^{z_{\text{max}}} dz \int_0^\pi P_{\text{shell}}(E_v, z) \cdot P_{\text{eject}}(\theta) \cdot \frac{1}{2} \left\{ P_e[E_c, f \cdot r_{\text{avg}} / \sin|\theta - \phi|] + P_e[E_c, (1-f) \cdot r_{\text{avg}} / \sin(\theta + \phi)] \right\} d\theta \quad (7)$$

Farley 等人^[19]将此几率定义为量子探测效率，并认为该几率是光电子到达第一个微通道板通道的几率，将光电子到达不同通道的几率之和作为响应几率。

然而，正如我们所谈到的， P_3 和 P_4 都近似可以达到 100%，所以只要光电子达到第一个微通道板通道，微通道板就会对该光电子进行响应，探测到 X 射线光子。并且实际上，光电子到达后面的 MCP 通道意味着其必然经过了之前的通道，如果按照 Farley 几率相加的处理方式必然会导致重复计算，会引起响应几率大于 100% 的情况。我们认为，式 (7) 本身就是响应几率（或称为探测几率）。除此之外，Farley 等人^[19]在计算探测几率（即他们所称的量子探测效率）时，并未考虑不同原子壳层间的相互干扰，其计算结果整体偏大。虽然在针对硬 X 射线探测效率较低时，这一模型可以较好地评估 MCP 的探测效率；然而，当通过优化 MCP 参数使得 MCP 对高能 X 射线探测效率较高时，这一模型会出现探测效率大于 1 的情况，如图 2 (a) 所示。

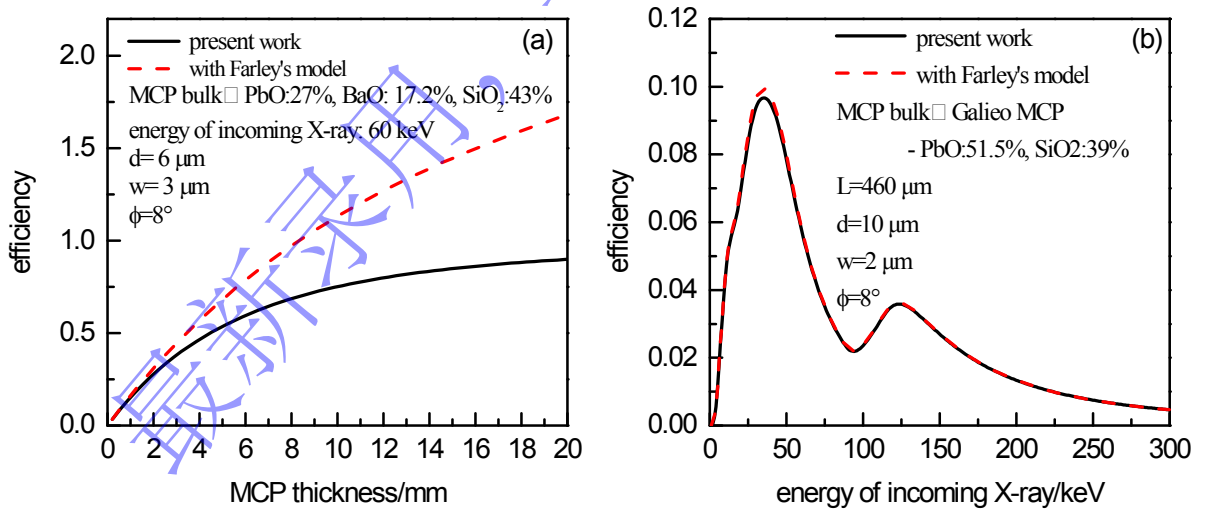


图 2 本工作模型和 Farley 所用模型计算结果的对比 (a)在同一组优化参数下，探测效率随着 MCP 厚度的变化；(b) 在 Farley 所使用的参数下，两种模型的探测效率随入射 X 射线能量的变化。

Figure 2 Comparison of calculation results between the model used in this study and the model employed by Farley: (a) Detection efficiency as a function of the MCP thickness under the same set of optimization parameters; (b) Detection efficiency of the two models as a function of incident energy of X-ray under the parameters used by Farley.

我们对计算模型进行了改进，考虑了不同原子壳层间的干扰，即如果入射 X 射线光子与 Pb 原子的 K 壳层发生光电效应，那么该 X 射线光子必然不会与其他原子壳层（如 Pb 原子的 L 壳层）发生光电效应。基于这样的设定，经过一系列计算，我们可以得到式（8）， I 表示不同原子壳层间的干扰。

$$P_{\text{total}} = \sum_{\text{shells}} \int_0^{z_{\text{max}}} \int_0^{\pi} P dz d\theta - I \quad (8)$$

图 2 (a) 给出高探测效率 MCP (PbO:27%, BaO:17.2%, SiO₂:43%) 情况下的对比结果。如图可见，Farley 结果在 MCP 厚度大于 8mm 时会出现探测几率大于 1 的情况，而我们使用式（8）模型重新进行计算，不会出现其探测效率大于 100% 的情况。图 2(b) 还给出了 Galileo MCP 的对比结果，可以看到，在探测效率较低时，两种模型下的计算结果一致。

2 结果与讨论

通过前面的分析可以看到，MCP 对硬 X 射线的探测效率与 MCP 的基底材料、MCP 厚度、通道直径、相邻通道间壁厚等参数有关。而斜切角 ϕ 对 MCP 探测 X 射线效率的影响并不显著，这主要是因为，在固定其他参数的情况下，斜切角的改变不会显著影响入射 X 射线与 MCP 基底材料发生光电反应的概率。在下面的计算与讨论中，考虑目前市场上供应的微通道板的斜切角（ ϕ ）一般为 $5^\circ \sim 12^\circ$ ，并综合考虑噪声因子、分辨力以及增益等性能指标与斜切角 ϕ 的关系^[26]，将参数 ϕ 固定为 8° 。通过计算可以得到 MCP 探测效率与其他每个参数的关系，进而调整每个 MCP 参数，使得 MCP 对硬 X 射线探测效率最大化，从而实现 MCP 探测效率的优化。

对于相同能量的 X 射线，不同原子的光电反应截面不同。一般来说，对于高能 X 射线，高 Z 原子的光电反应截面要远远大于低 Z 原子的光电反应截面。所以，我们可以通过调节 MCP 的基底成分来改变 MCP 对 X 射线的响应效率，如图 3 所示（材料 1(MCP 1)、材料 2(MCP 2)和材料 3(MCP 3)为目前国内已经成熟 MCP 的基底材料，材料成分由生产厂家提供）。从图 3 可以看到，在 MCP 的结构参数一致的情况下，MCP 基底材料中高 Z 原子的含量越高，对硬 X 射线的探测效率越高，以材料 1 为基底材料与 NIF 所使用 MCP (Galileo MCP) 的探测效率相当，而材料 2 和材料 3 由于铅含量较小，对硬 X 射线 (>100 keV) 的探测效率只有 Galileo MCP 的一半左右。从图 3 还可以看到，以四种材料为基底的 MCP 对硬 X 射线的探测效率随着硬 X 射线能量的变化而出现两个“峰”，其中第一个“峰”在 30 keV 附近，来源于所有低于电离阈小于 5 keV 的原子壳层与硬 X 射线光子的光电反应，需要注意的是由于光电子传输函数的影响，该峰并不在 5 keV 以下，而出现在了 30 keV 左右；第二个“峰”在 125 keV 左右，主要来源于 Pb 原子 K 壳层（电离阈 88 keV）与硬 X 射线的光电反应，与第一个“峰”一样，由于光电子传输函数的影响，该“峰”也出现了“位移”，可以看到铅含量越高，第二个“峰”越明显。而国内现有 MCP 基底材料中含钡（K 壳层电离阈 37 keV），使得 70 keV~100 keV 这一能段范围的探测效率有所提高，对比 4 种材料可以看到钡含量越高，70 keV~100 keV 这个能段“探测效率低谷区”越不明显。

我们再来讨论计算 MCP 厚度对探测效率的影响。当 MCP 的基底材料为材料 1、通道直径为 10 μm 、通道间最小壁厚为 2 μm 时，MCP 探测效率随其厚度变化的计算结果如图 4 所示。从图 4 可知，MCP 的厚度越大，其探测效率越高。这是因为随着 MCP 厚度的增加，入射 X 射线与 MCP 基底材料发生光电反应的概率增大，而光电子传输函数不变，进而使 MCP 探测效率得到提高。

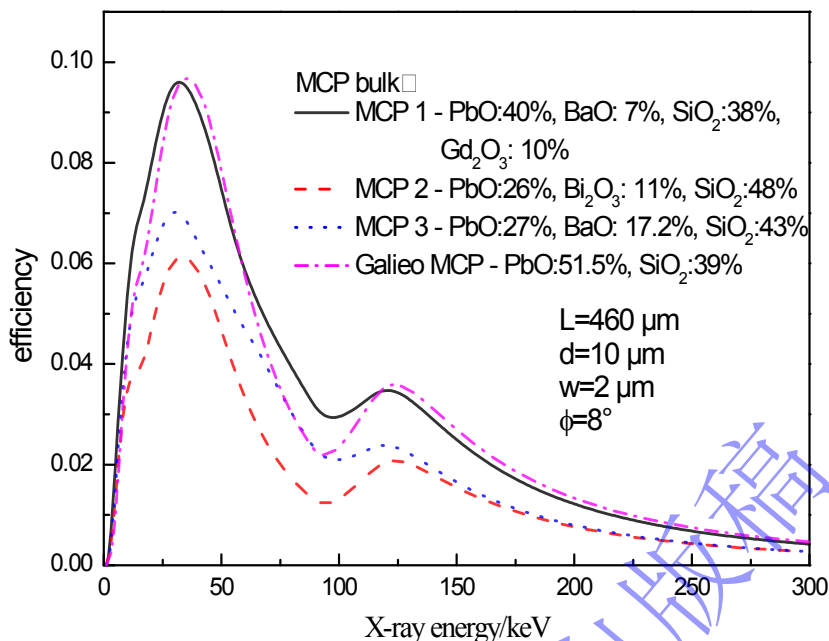


图 3 MCP 的结构参数一致的情况下, 不同材料 MCP 的对硬 X 射线的探测效率对比, 材料中高 Z 原子的含量越高, 对硬 X 射线的探测效率越高。

Figure 3 Detection efficiency comparison of the MCPs made of different materials for hard X-rays under identical structural parameters. A higher content of high-Z atoms in the material leads to a higher detection efficiency.

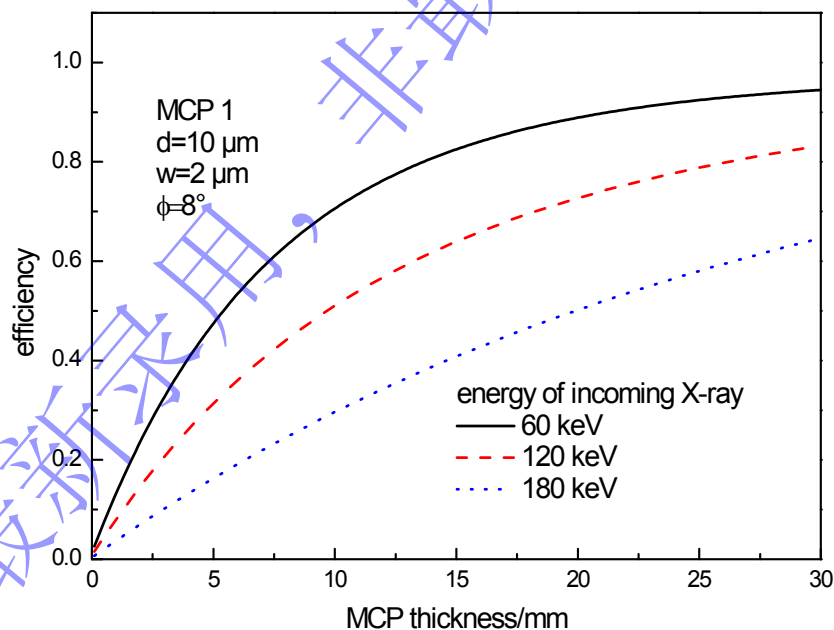


图 4 对硬 X 射线的探测效率与 MCP 厚度的关系曲线, MCP 的厚度越厚, 其探测效率越高。

Figure 4 Detection efficiency for hard X-rays as a function of the MCP thickness, showing an upward trend with increasing of the thickness.

随后, 我们对 MCP 通道直径的影响进行了计算, 如图 5 所示, 在计算中固定 MCP 的基底材料为材料 1、厚度为 1mm、通道间最小壁厚为 2 μm 。从图 5 可以看到, 当通道直径极小时, MCP 的探测效率随着通道直径的增加迅速提高并达到峰值, 而后随着通道直径的增加而减小。这是因为: 一方面, 当通道直径极小时, 光电反应产生的光电子到达通道的几率随着通道直径的增加而迅速增加, 而随着通道直径的增加, 通道直径大小对该几率的影响越来越小; 而另一方面当固定通道间最

小壁厚时，随着通道直径的增加，MCP 的开口比增加，入射硬 X 射线与 MCP 基底材料发生光电效应的几率会随之减小；所以，MCP 的探测效率先随着通道直径的增加而增大，达到峰值后，探测效率又随着通道直径的增加而减小。

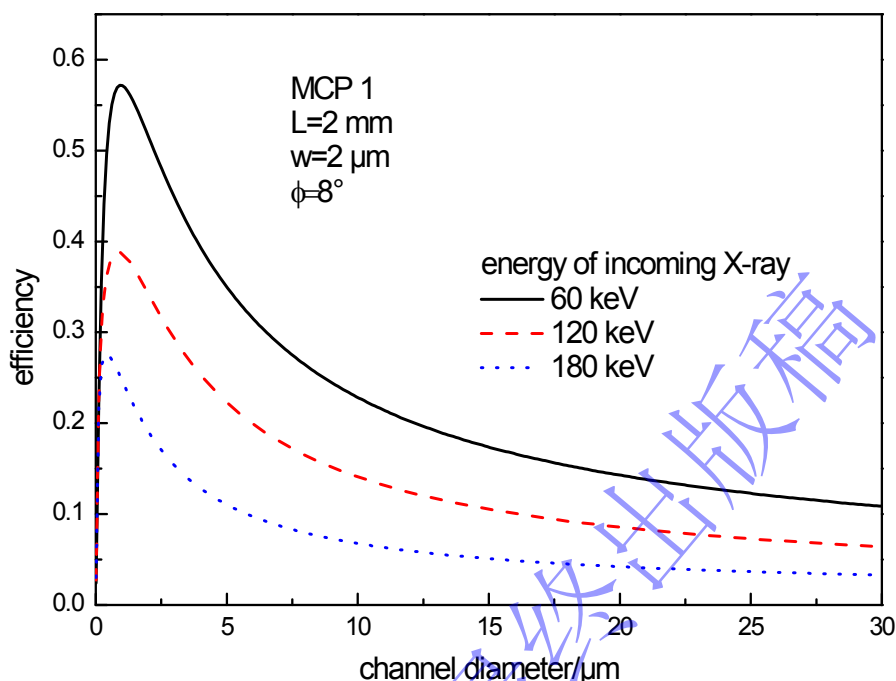


图 5 对硬 X 射线的探测效率与 MCP 通道直径的关系曲线，当通道直径极小时，MCP 的探测效率随着通道直径的增加迅速提高并达到峰值，而后随着通道直径的增加而减小。

Figure 5 Detection efficiency for hard X-rays as a function of the MCP channel diameter. The efficiency increases rapidly from a very small diameter to a peak value, followed by a decrease with larger diameters.

最后，我们讨论 MCP 通道间壁厚（以下简称壁厚）对探测效率的影响。当 MCP 通道直径等参数固定时，随着壁厚的增加，入射硬 X 射线与 MCP 基底材料发生光电效应的概率越高，然而光电子传输到 MCP 通道的概率越低。所以，当入射 X 射线能量固定时，存在一个最佳的壁厚值。固定 MCP 的通道直径为 $6 \mu\text{m}$ 、厚度为 1 mm 、基底材料为材料 1，我们计算了 MCP 探测效率与壁厚的关系曲线，如图 6 所示。从图 6 可以看到，MCP 的探测效率先随着壁厚的增加而增加，然后随着壁厚的增加而减小，与前面的分析一致。同样，我们也比较了不同入射 X 射线能量的探测效率。从图 6 可以看出，入射 X 射线能量越高，其探测效率越低，与图 3 中的计算结果相一致。而随着壁厚的增加，入射 X 射线能量越低，其探测效率下降得越快，这主要是由于入射 X 射线能量越低，光电子的能量也就越低，其随着壁厚的增加，传输效率下降得更快。为了更好地理解壁厚对探测效率的影响、更直观地选择合适的 MCP 参数，我们还比较了不同通道直径下，探测效率随壁厚的变化曲线，如图 7 所示。

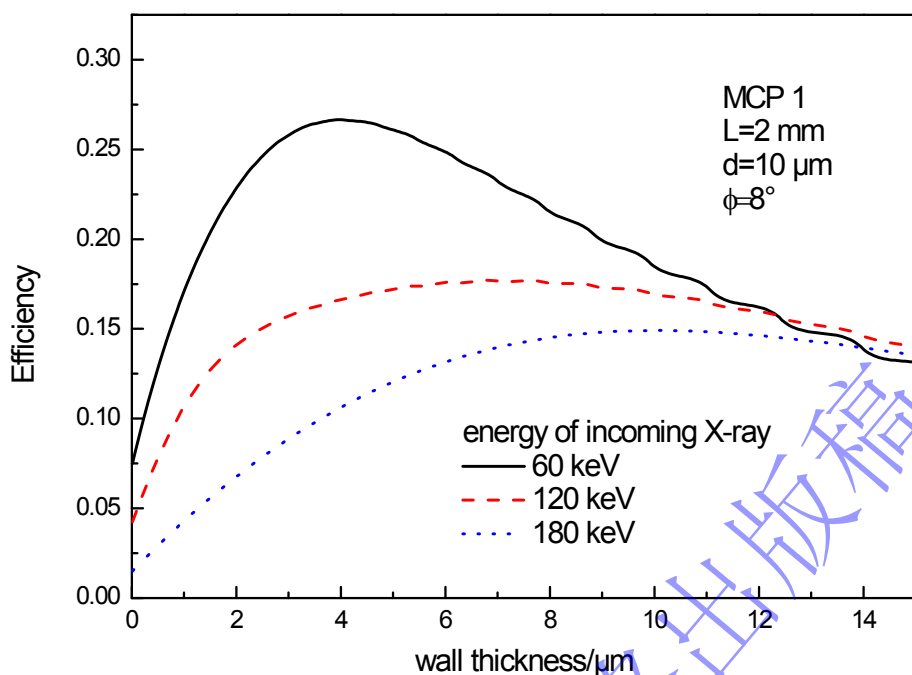


图 6 不同入射 X 射线能量下探测效率与 MCP 通道间最小壁厚的关系曲线, MCP 的探测效率先随着壁厚的增加而增加, 然后随着壁厚的增加而减小

Figure 6 Detection efficiency as a function of the minimum inter-channel wall thickness at different incident X-ray energies, showing an initial increase followed by a decrease with increasing of the thickness.

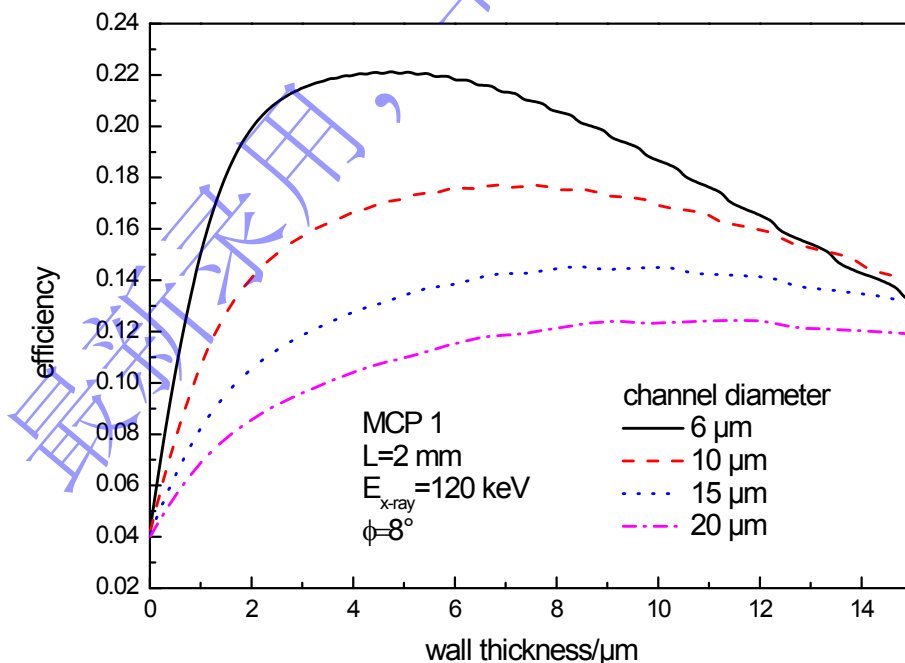


图 7 不同通道直径下探测效率与 MCP 通道间最小壁厚的关系曲线, MCP 的探测效率先随着壁厚的增加而增加, 然后随着壁厚的增加而减小。

Figure 7 The relationship between detection efficiency and the minimum inter-channel wall thickness of the MCP under different channel diameters. The detection efficiency first increases and then decreases with increasing of the wall thickness.

综合以上计算结果可知, 当入射 X 射线能量范围为 50 keV~200 keV 时, 为了达到最好的探测效率, 微通道板通道直径应该为 2 μm ~6 μm 、壁厚为 2 μm ~5 μm 、MCP 厚度为 30 mm, 此时 MCP 对硬 X 射线的探测效率几乎可以达到 100%。然而实际上, 由于技术条件的限制, 目前并不能加工得到最优化参数下的 MCP。比如目前国内常规 MCP 的通道直径最小为 6 μm , 这是因为 MCP 通道直径越小, 加工工艺越复杂, 加工难度越高; 而通道直径越小, MCP 的厚度越难做厚。所以在 MCP 阴极的参数设计中, 我们需要综合考虑, 既要得到最大的探测效率, 又要考虑实际技术条件。目前我们选定的参数为: MCP 厚度为 1 mm、通道直径应该为 6 μm 、壁厚为 4 μm , 该参数下的 MCP 的探测效率随入射 X 射线能量的变化如图 8 黑实线所示。从图上可以看到, 当入射 X 射线能为 50 ~200 keV 时, MCP 的探测效率可以达到 45%以上。作为比较, 我们将 Farley 等人^[19]所使用的 MCP 参数下的计算结果也标示在图 8 上, 如虚线所示, 可以看到经过参数优化, 确实可以很大程度上提高探测效率。

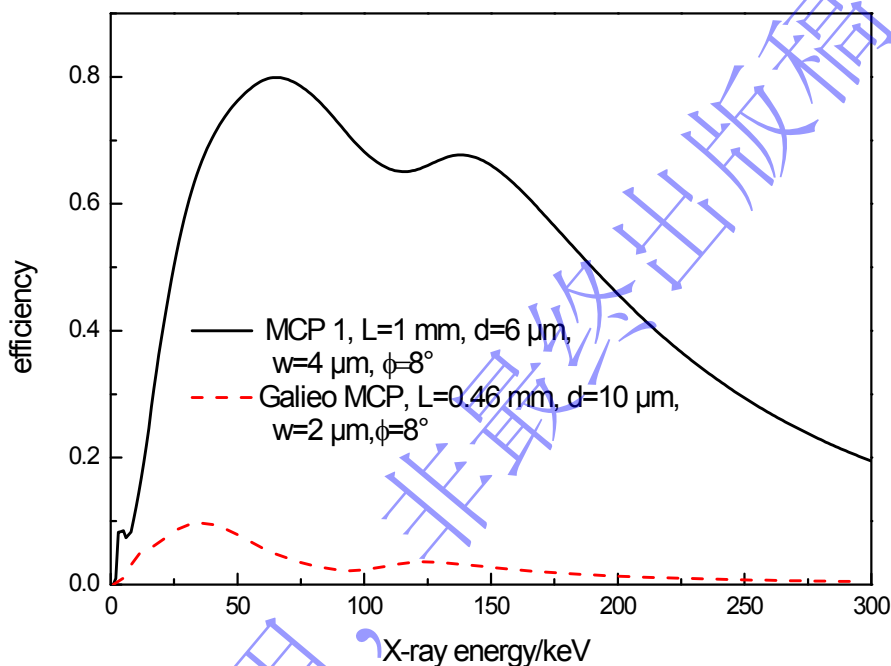


图 8 优化参数下的 MCP 的对硬 X 射线的探测效率曲线, 经过合理的参数设计, MCP 对 50 keV~200 keV 能量的 X 射线的探测效率可以达到 45%以上。

Figure 8. Detection efficiency of the optimized MCP for hard X-rays, achieving greater than 45% for X-ray energies from 50 keV to 200 keV through proper parameter design.

3 结论

我们对 Farley 等人^[19]的探测模型进行了改进, 在计算光电反应截面时考虑了不同原子壳层之间的相互干扰问题, 修正了响应效率的计算。进一步, 我们还针对国内现有 MCP 进行了一系列的优化设计, 使其更加适用于 ICF 康普顿照相。采用微通道板作为光阴极可以有效提高像增强器等 X 射线探测器的探测效率。对于用作阴极的 MCP, 其响应效率主要由基底材料及结构参数决定。整体而言, 随着 MCP 的基底材料中高 Z 原子占比的增加、厚度的增大、通道直径的减小, MCP 的探测效率随之提高。计算结果表明, 通过对基底材质的选择以及结构参数的优化, 微通道板对硬 X 射线 (50 keV~200keV) 探测效率可以达到 45%以上。显然, 该设计具有广泛的应用前景, 除可用于康普顿照相外, 还可应用于多种硬 X 射线高时空分辨探测仪器 (如条纹相机等) 及多种物理实验 (如固体缺陷探测等) 中。

致谢 感谢吴玉迟、张天奎等同事的有益讨论。

参考文献

- [1] LINDL J, LANDEN O, EDWARDS J, et al. Review of the national ignition campaign 2009-2012 [J]. *Physics of Plasmas*, 2014, 21(2): 020501.
- [2] TOMMASINI R, HATCHETT S P, HEY D S, et al. Development of Compton radiography of inertial confinement fusion implosions [J]. *Physics of Plasmas*, 18(5): 056309.
- [3] TOMMASINI R, HATCHETT S P, PARK H S, et al. Development of Compton radiography using high-Z backlighters produced by ultra-intense lasers [J]. *AIP Conference Proceedings* 926(1):248-258.
- [4] TOMMASINI R, MACPHEE A, HEY D, et al. Development of backlighting sources for a Compton radiography diagnostic of inertial confinement fusion targets (invited) [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2008, 79(10): 10E901.
- [5] IZUMI N, HAGMANN C, STONE G, et al. Experimental study of neutron induced background noise on gated x-ray framing cameras [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2010, 81(10): 10E515.
- [6] 杨靖, 吴玉迟, 于明海, 等. 康普顿照相中的背景噪声分析 [J]. *强激光与粒子束*, 2017, 29(11): 112001.
YANG J, WU Y C, YU M H, et al. Background noise in Compton radiography diagnostic [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2017, 29(11): 112001.
- [7] 邱祥彪, 杨晓明, 孙建宁, 等. 高空间分辨微通道板现状及发展 [J]. *红外技术*, 2024, 45(4): 460-466.
QIU X B, YANG X M, SUN J N, et al. Status and development of high spatial resolution microchannel plate [J]. *Infrared Technology*, 2024, 45(4): 460-466.
- [8] TREMSIN A S, VALLERGA J V. Unique capabilities and applications of Microchannel Plate (MCP) detectors with Medipix/Timepix readout [J]. *Radiation Measurements*, 2020, 130: 106228.
- [9] 姚文静, 刘术林, 闫保军, 等. 一种基于金阴极 MCP 的冷阴极电子源的研制 [J]. *质谱学报*, 2023, 44(1): 96-104.
YAO W J, LIU S L, YAN B J, et al. Development of cold cathode electron source based on gold cathode MCP [J]. *Infrared Technology*, 2024, 45(4): 460-466.
- [10] IKEURA-SEKIGUCHI H, SEKIGUCHI T, KOIKE M, et al. Characterization of x-ray photocathode in transmission mode for imaging application [J]. *Journal of Vacuum Science & Technology A*, 2009, 27(5): 1144-1148.
- [11] 高扬, 曹柱荣, 李晋, 等透射式 X 射线光阴极的 M 带平响应设计 [J]. *强激光与粒子束*, 2013, 25(5): 1176-1178.
GAO Y, CAO Z R, LI J, et al. M-band flat-response design of X-ray transmission photocathode [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2013, 25(5): 1176-1178.
- [12] FRASER G W, PEARSON J F, LEES J E. Caesium bromide x-ray photocathodes [J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 1987, 256: 401-405.
- [13] HARA T, TANAKA Y, KITAMURA H, et al. Performance of a CsI photocathode in a hard x-ray streak camera [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2000, 71(10): 3624 - 3626.
- [14] DOLAN K W, CHANG J. Microchannel plate response to hard x-rays [J]. *Proceedings of SPIE*, 1977, 106: 178-188.
- [15] GOULD R G, JUDY P F, KLOPPING J C, et al. Quantum detection efficiency of a microchannel plate image intensifier [J]. *Nuclear Instruments and Methods*, 1977, 144:493-500.
- [16] SHIKHALIEV P M 1997 Generalized hard x-ray detection model for microchannel plate detectors [J]. *Review of Scientific Instruments*, 1997, 68(10): 3676-3684.

- [17] SHIKHALIEV P M 1996 Hard x-ray detector based on microchannel plates [J]. *Review of Scientific Instruments*, 1996, 63(3): 700-703.
- [18] BATEMAN J E. The detection of hard x-rays (10-140 keV) by channel plate electron multipliers [J]. *Nuclear Instruments and Methods*, 1977, 144: 537-545.
- [19] FARLEY D R, IZUMI N, LANDEN O L. Improved modeling of microchannel plate response to hard X-rays [J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 2013, 705: 17-23.
- [20] HALL G N, IZUMI N, TOMMASINI R, et al. AXIS: an instrument for imaging Compton radiographs using the advanced radiography capability on the NIF [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2014, 85(11): 11D624.
- [21] IZUMI N, HALL G N, CARPENTER A C, et al. Development of a dual MCP framing camera for high energy x-rays [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2014, 85(11): 11D623.
- [22] 张竞涵, 唐波, 夏惊涛, 等. 微通道板型 X 射线探测器的时间响应 [J]. *现代应用物理*, 2025, 16(2): 020201.
ZHANG J H, TANG B, XIA J T, et al. Time response of a microchannel plate X-ray detector [J]. *Modern Applied Physics*, 2025, 16(2):020201.
- [23] RUMBLE J R. NIST 38. NIST spectroscopic properties of atoms and atomic ions database [DB], Electronic Publication, [online], 2008.
- [24] RAO B N S. A simple formula for the transmission and absorption of monoenergetic electrons [J]. *Nuclear Instruments and Methods*, 1966, 44:155-156.
- [25] KOBETICH E J, KATZ R. Energy deposition by electron beams and δ rays [J]. *Physical Review*, 1968, 170: 391-396.
- [26] 曾进能, 李臻, 褚祝军, et al. 微通道板斜切角对像增强器性能的影响研究 [J]. *红外技术*, 2023, 45(3): 322-7.
ZENG J N, LI Z, CHU Z J, et al. Effect of microchannel plate tilt angle on image intensifier performance [J]. *Infrared Technology*, 2024, 45(4): 460-466.

Simulation Study on Hard X-Ray Detection Efficiency for Microchannel Plate

YANG Jing¹, SHAN Lianqiang²

(1. National Key Laboratory for Shock Wave and Detonation Physics, Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, Sichuan, China;

2. Laboratory of Science and Technology on Plasma Physics, Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621999, Sichuan, China)

Abstract: An improved detection efficiency model for microchannel plate response to hard X-rays is described, which builds on previous models by incorporating a more detailed consideration of the cross-talk for photoelectron cross-section between atomic shells in the MCP bulk. A study and numerical calculation of the detection efficiency were carried out as a function of compositional parameters, channel diameter, thickness of the wall, and thickness of the MCP. Furthermore, a group of optimized parameters were proposed based on the calculation results and developed technologies, and the detection efficiency of 45% was achieved for 50 keV to 200 keV X-rays.

Keywords: microchannel plate; hard X-ray; detection efficiency