

文章编号: 1672-2892(2010)03-0328-04

## 康普顿散射对 X 射线透射谱的影响

杜川华, 许献国

(中国工程物理研究院 电子工程研究所, 四川 绵阳 621900)

**摘要:** 采用一定组分材料对 X 射线进行辐射屏蔽, 可以吸收大部分的低能光子, 减少 X 射线对电子系统的辐射损伤。但通过研究发现, 由于康普顿散射的影响, 在一定条件下, 透射谱中的低能光子数不但没有减少反而大于入射谱, 这对于电子元器件的辐射防护是不利的。通过改变入射源光子能谱、探测器位置、屏蔽材料类型以及屏蔽材料厚度等参量, 采用蒙特卡罗方法计算并分析了散射光子对 X 射线透射谱的影响, 得到了康普顿散射光子对 X 射线透射谱的影响规律, 并提出了降低散射光子影响的几种措施。

**关键词:** X 射线; 康普顿效应; 散射光子; 蒙特卡罗法; 辐射屏蔽

**中图分类号:** TN011; O434.14

**文献标识码:** A

## Compton effect on X-ray transmission spectrum

Du Chuan-hua, Xu Xian-guo

(Institute of Electronic Engineering, China Academy of Engineering Physics, Mianyang Sichuan 621900, China)

**Abstract:** Shield material with some certain composition can absorb a large part of low energy photon of X-ray and reduce the radiation effect on electronic component. However, in some cases, photon quantity of several low energy bins in transmission spectrum will be larger than that in incidence spectrum due to Compton scattered photons. This is disadvantageous for radiation protection. The study discussed such factors relative to scattered photon impact as source photon energy, the place of detector, the composition and the thickness of shield material. Under several different conditions, X-ray transmission spectra were calculated. The rule of Compton photons affecting on X-ray transmission spectrum was found. Lastly, some countermeasures were put forward.

**Key words:** X-ray; Compton effect; scattered photon; Monte Carlo; radiation shield

低能 X 射线与物质相互作用时, 通过光电吸收和康普顿散射产生二次电子, 在材料中激发电离出非平衡载流子(导带中增加的电子和价带中增加的空穴), 结果在 SiO<sub>2</sub>/Si 结构材料中产生辐射感生氧化物电荷和感生界面态<sup>[1]</sup>, 导致在宏观上改变 MOS 器件的各种电性能参数。另外低能 X 射线辐照, 使器件中高 Z 材料产生的光电子密度高于低 Z 材料(Si 或 SiO<sub>2</sub>)产生的光电子密度, 形成二次电子的非平衡流动, 这些二次电子携带能量从高 Z 区进入低 Z 区, 使低 Z 材料区产生剂量增强效应<sup>[1]</sup>, 从而使得器件性能严重退化。采用一定组分的复合材料对 X 射线屏蔽, 可吸收大部分的低能光子, 减少 X 射线对电子元器件的辐射损伤。但通过研究发现, 在一定条件下, 由于康普顿散射光子的影响会使得透射谱中低能光子的强度不仅没有减少反而大于入射光谱, 这对于电子元器件的辐射防护是不利的。

### 1 光子与物质的相互作用

在能量为 1 keV 到几百 keV 之间的光子, 与物质的相互作用主要有 2 种形式: 光电效应和康普顿效应<sup>[2]</sup>。只有当入射光子能量大于 1.02 MeV 时, 才能发生电子对效应。光子与靠近原子核的电子相互作用, 能量为  $E$  的光子被完全吸收而致使逐出 1 个动能为  $T=E-E_0$  的电子(光电效应),

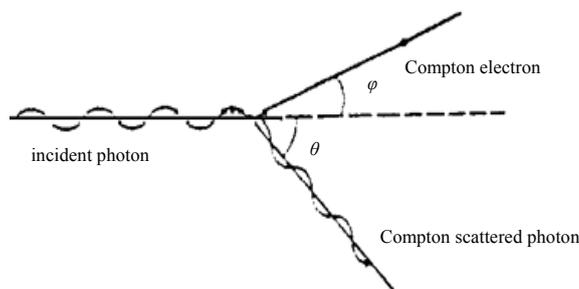


Fig.1 Compton effect  
图 1 康普顿效应示意图

其中  $E_e$  是原子中电子的结合能。光子与原子外层轨道的电子相互作用发生康普顿散射的示意图 1, 光子以能量  $E'$ 、角度  $\theta$  被散射, 并使电子在  $\varphi$  方向上, 以能量  $T$  散射, 能量守恒要求  $E=E'+T$ 。散射光子能量  $E'$  的分布范围可按式(1)计算:

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{2E}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad \theta \in [0, 180^\circ] \quad (1)$$

式中:  $E$  为入射光子的能量, 单位为 MeV;  $m_e c^2$  为电子静态的能量, 其值为 0.511 MeV;  $\theta$  为入射光子方向与散射光子方向之间的夹角。

吸收和散射会导致射线强度减弱。吸收是一种能量转换, 光子的能量被物质吸收后变为其他形式的能量; 散射会使光子的运动方向改变, 其效果等于在束流中移去入射光子。由此可见, 散射是射线与物质相互作用时的必然产物, 它没有固定的辐射方向, 与一次射线相比, 散射线能量减小, 波长变长。

初始强度为  $I_0$  的窄束(只考虑材料对光子的吸收)单能光子, 在穿过 1 个厚度为  $x$  的吸收体之后, 未发生碰撞而直接穿透材料的光子强度<sup>[3]</sup>为:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2)$$

式中  $\mu$  为能量  $E$  的光子对应于吸收材料的线衰减系数。

初始强度为  $I_0$  的窄束多能光子谱, 在穿过 1 个厚度为  $x$  吸收体之后, 由式(2)可以推导得到未发生碰撞而直接穿透材料的光子强度:

$$I = \sum_{i=1}^n I_0(E_i) e^{-\mu_i x} \quad (3)$$

式中  $I_0(E_i)$  为能量  $E_i$  的光子份额。当光子能谱中高能光子的成分较多, 使得次级辐射(散射光子、反冲电子)对能谱有明显贡献时, 采用以上的公式计算就不够准确<sup>[4]</sup>, 需要采用蒙特卡罗(Monte Carlo, MC)方法<sup>[5]</sup>对宽束光子在运输过程中的能量分布进行计算。

### 2 透射谱的蒙特卡罗计算模型

蒙特卡罗方法也称为随机抽样技巧, 是目前唯一能够对辐照目标内部三维空间核粒子碰撞轨迹和能量分布进行精确仿真计算的工具有。用 MC 方法计算光子响应的问题, 是光子和电子的耦合运输问题: 光子由源发出后, 与原子核发生作用时, 如果发生康普顿散射, 把光子存储起来, 去模拟电子; 如果发生其它反应, 直接模拟电子; 在电子模拟过程中, 如产生光子, 存储起来, 继续模拟电子; 电子历史终止后, 按照“后进先出”的原则取出存储的光子。重复上述过程, 直至存储的光子全部模拟完, 1 个由源发出光子的历史终止。MCNP<sup>[6-8]</sup>是由美国 Los Alamos 实验室研制的 MC 大型模拟软件, 可以模拟中子、光子和电子在受照物质中联合的或个别的迁移过程, 可处理光子和电子的能量从 1 keV 至 1 GeV。

本文 MC 计算模型见图 2, X 射线从屏蔽材料左侧沿  $z$  轴平行入射, 斜纹面积表示屏蔽材料, 其厚度为  $d$ , 屏蔽材料右侧 A,B,C 这 3 点为探测器位置, A 点为紧贴屏蔽材料背面中心的点, 坐标为(0,0,0), B 坐标为(0,0,5), C 点坐标为(0,0,10), 单位为 mm。屏蔽材料直径远大于源的照射直径, 因而不需考虑源光子对探测器的直接贡献。除屏蔽材料外的介质均为空气。反应截面数据采用 MCNP4C 中提供的数据, 计数类型为 F5, 单位为光子/cm<sup>2</sup>。通过改变入射源光子的能谱、探测器的位置、屏蔽材料种类和屏蔽材料厚度, 分别计算了每种情况下的 X 射线透射谱。

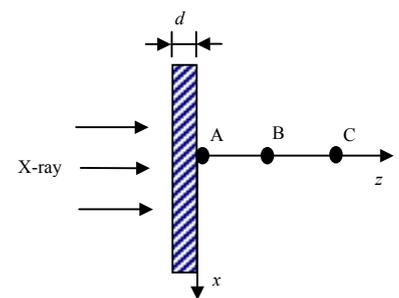


Fig.2 MC model  
图 2 MC 计算模型

### 3 计算结果及分析

图 3 为当入射光源为 20 keV 黑体谱, 屏蔽材料为 0.1 mm 钨, 探测器在 A,B,C 这 3 点分别计算得到的透射谱。由图可见, 紧贴屏蔽材料

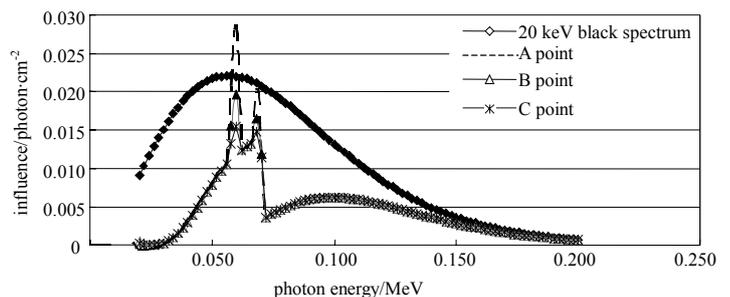


Fig.3 Transmission spectra of different points  
图 3 不同位置的透射光谱

的 A 点透射光谱在大约 58 keV~60 keV 处的光子注量超过了入射光谱在该能段的光子注量；在 68 keV~70 keV 处的光子注量非常接近入射光谱。距离稍远些的 B 点透射谱在以上 2 个能段处也有较高的尖峰，但是较 A 点数据降低了一些；C 点透射谱在相应能段处的尖峰又比 B 点的要更小一些。这是由于在紧贴材料背面处，高能光子衰减产生的散射光子比较多，对透射谱的贡献较多，而随着测量点与屏蔽材料距离的增加，散射光子在空气中逐渐衰减，从而对 B 点和 C 点透射谱的影响较小。这说明，一方面由于物体的边缘是密度发生跳变的部位，散射对透射谱影响往往很明显；另一方面，低能散射光子在空气中的衰减较明显。

图 4 为当入射光子源为 20 keV 的黑体谱，屏蔽材料分别为厚度 0.1 mm 和 0.2 mm 的钨时，在 A 点计算得到的透射光谱。由图可见，当屏蔽材料厚度从 0.1 mm 增加到 0.2 mm 时，透射谱各能段光子注量显著减小；且 58 keV~60 keV 和 68 keV~70 keV 这 2 个能段处的光子注量从大于入射光谱降低到小于入射光谱。这说明屏蔽材料越厚，对光子的吸收越多，能够逸出材料的散射光子和透射光子越少。

图 5 为当入射源光子能量为 20 keV 的黑体谱，屏蔽材料分别为 1 mm 厚度的碳、铝、铁和铜时，在 A 点处计算得到的透射光谱。碳、铝、铁和铜的原子序数分别是 6,13,26 和 29，在常温下密度分别为  $2.62 \text{ g/cm}^3$ ,  $2.7 \text{ g/cm}^3$ ,  $7.86 \text{ g/cm}^3$  和  $8.96 \text{ g/cm}^3$ 。由图可见，碳的透射光谱中，20 keV 左右的光子数明显大于入射光谱在该能段的光子数，铝、铁和铜的透射光谱依次降低。这说明材料质量密度越大，对入射光谱的衰减越大。因为质量密度越大的材料，与相同能量光子的作用截面越大，对光子的吸收、散射作用也越大。相对于密度，材料原子序数却对透射光谱的影响不明显。如原子序数相差 7 的碳和铝具有相近的密度，其透射光谱也比较接近。而原子序数比较接近的铁和铜，其密度相差较多，其透射光谱也有明显差距。

图 6 为 1 keV 的黑体谱入射 0.1 mm 钨后在 A 点计算得到的透射谱。相比于图 3 中 20 keV 的黑体谱入射 0.1 mm 钨后在 A 点得到的透射谱，0.1 mm 钨对较低能光谱的衰减非常大，对较高能光谱要达到同样的衰减程度，就需要采用更厚或者密度更大的屏蔽材料。由此可推论，对于不同的入射光谱，在选择屏蔽材料时，既要考虑具有足够大的密度和厚度，能够屏蔽设计所需的大部分辐射，又要恰当选择，不至于造成资源和成本的浪费。这个“度”的把握取决于需要屏蔽的射线能量比(比如要达到总能量的 90%)，可以接受的屏蔽材料厚度、重量、成本等因素。

#### 4 结论

本文通过改变入射源光子能谱、探测器位置、材料类型以及材料厚度等参量，采用蒙特卡罗程序计算分析了康普顿散射光子对 X 射线透射谱的影响，得到以下结论：

- 1) 由于康普顿散射光子的影响，对于较高能量入射光谱，在紧贴薄壁屏蔽材料背面处的透射光谱中，低能段的光子注量会超过入射能谱在该能段的光子注量；
- 2) 要减少散射光子对元器件的影响，尽量在允许范围内选择密度较大、尺寸较厚的屏蔽材料；

(下转第 340 页)

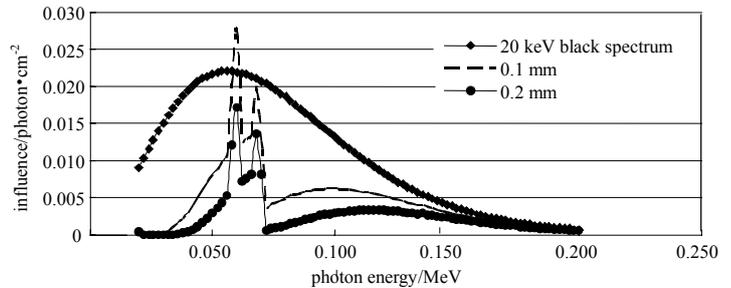


Fig.4 Transmission spectra with different thicknesses of shield materials  
图 4 透射光谱随屏蔽材料厚度的变化

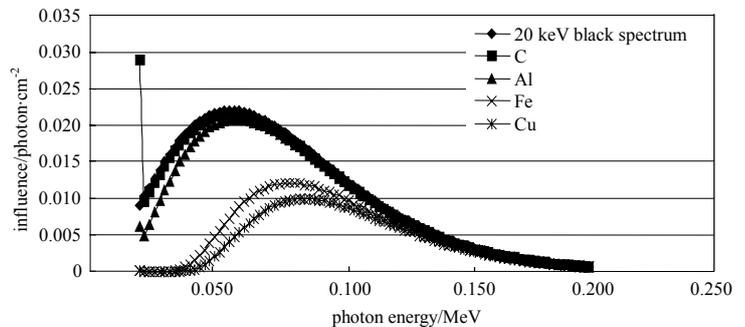


Fig.5 Transmission spectra of different shield materials  
图 5 不同屏蔽材料的透射谱

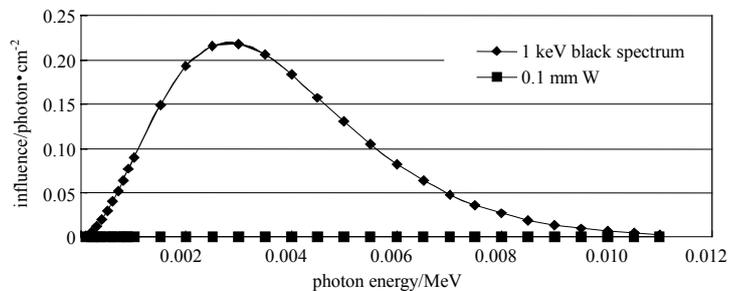


Fig.6 Incidence of 1 keV black spectrum  
图 6 1 keV 的黑体谱入射