

小型 γ 相机压缩效应的研究*

曾海宁 许咨宗 汪兆民 李澄 王丛蓉

(中国科学技术大学近代物理系 合肥 230026)

摘要 通过 Monte-Carlo 模拟,研究了小型单晶体 γ 相机中晶体的几何尺寸、表面光学条件及出射玻璃窗的几何尺寸对压缩效应的影响,为小型 γ 相机的设计及改进提供物理依据.

关键词 小型 γ 相机 压缩效应 光电子空间分布

1 引言

典型的传统 γ 相机探头由一块大面积 NaI 晶体、光导介质(出射玻璃窗、光耦合剂)、光电倍增管阵列和准直器组成.由于受单个光电倍增管的限制, γ 相机的尺寸和重量不能做得很小,而且光电倍增管之间的死区造成的相机固有的非均匀性比较明显.近年来,小型 γ 相机在天文学和医学上得到了较为广泛的应用.与传统的 γ 相机相比,小型 γ 相机体积小、重量轻,更能适合在太空中的应用;在医学上,小型 γ 相机能满足单个器官显影的需要.由位置灵敏光电倍增管(PSPMT)构成的小型 γ 相机在分辨率方面也比传统的光电倍增管阵列组成的 γ 相机好^[1-4].但由于面积小,小型 γ 相机的压缩效应显得很突出.晶体是我们研究的重点,模拟中暂时不考虑 PSPMT 的影响,认为它是理想的位置探测器.晶体边界的处理有3种情况:(1)在 γ 射线入射面及晶体侧面涂上一层漫反射层(全漫反射);(2)在 γ 射线入射面涂上一层漫反射层,在晶体侧面涂上一层吸收层(侧面吸收);(3)在 γ 射线入射面及晶体侧面涂上一层吸收层(全吸收).本文通过闪烁光在晶体中的产生和传输过程的 Monte-Carlo 模拟,对晶体的几何尺寸、表面光学条件及玻璃窗的几何尺寸对压缩效应的影响进行了详细的研究.

2 Monte-Carlo 模拟的物理模型

模拟的物体如图1所示.所采用的晶体为 NaI(Tl), γ 源为⁵⁷Co,能量 122keV;图中出射玻璃窗包括晶体的出射窗、硅油及位置灵敏光电倍增管的入射窗,把此三者当成一个

1998-12-25 收稿,1999-02-23 收修改稿

* 国家自然科学基金资助项目(19775054)

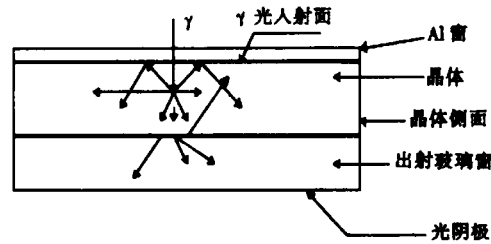


图1 模拟的物体

整体. 模拟中, 跟踪的物理过程主要分两步: 第一步, γ 射线在晶体中转换成次级电子的过程; 第二步, 次级电子在晶体中形成闪烁光子及闪烁光子传播收集过程. 上述过程均由若干随机子过程构成, 模拟的核心部分是抽样: 根据各子过程的相互作用截面进行抽样从而得到所需的物理量, 如作用类型, 出射粒子方向及动量等. 在此模拟中采用了 GEANT3 软件包来对射线进行跟踪, 当 γ 射线从某一方向射入晶体, 在晶体中可能发生光电效应或康普顿散射, 按光电效应和康普顿散射截面进行抽样, 若抽样结果是光电效应, 程序跟踪其产生的光电子; 若抽样结果是康普顿散射, 程序依次跟踪反冲电子和散射光子……最终以次级电子出现并把能量沉积在某一空间内, 判断能量是否沉积在闪烁体中, 由沉积的能量和闪烁体的发光效率按泊松分布抽样得出闪烁光子数, 再按均匀分布抽样得出光子的运动方向, 然后跟踪光子: (1) 如果其打在光电倍增管光阴极上, 按光阴极量子效率抽样判断其是否转化为光电子; 记录光电子出射的空间坐标. (2) 如果闪烁光子打在漫反射界面上, 反射角的分布函数正比于反射角的余弦. 当闪烁光子到达晶体与玻璃窗的交界处, 由于两者的折射系数不一样, 光子将可能发生折射或反射. 如入射角大于临界角, 则光子全部反射回晶体内部, 被吸收或衰减掉, 或再经过反射, 最后到达出射窗. 如入射角小于临界角, 由菲涅尔公式可推出其反射概率. 光子经过折射, 进入玻璃窗内, 如其打在出射面上, 则认为其到达光阴极, 按光阴极量子效率抽样决定其是否转换成光电子. 而没能到达光阴极的闪烁光子, 则认为被玻璃窗的边界吸收. 分布中心的判

断: $x_i = \frac{\sum_j x_{ij}}{m_i}$, $y_i = \frac{\sum_j y_{ij}}{m_i}$. x_i, y_i 为探测到的第 i 个 γ 射线事例的坐标; x_{ij}, y_{ij} 是第 i

个事例中探测到的第 j 个光电子的坐标; m_i 是第 i 个事例中探测到的光电子的总数. 由分布中心的判断公式可知, 探测到的位置是每个事例收集到的光电子的空间分布的重心, 而在光电子空间分布相对于峰位不对称时, 此重心与实际的人射位置并不一致.

模拟中, 在不同的位置上 γ 射线垂直入射晶体. 每个选定的位置上共入射一万个 γ 射线, 用高斯分布拟合每个 γ 事例光电子分布重心的分布, 得出的峰位作为此位置的测量值. 记晶体厚度为 t_c , 出射玻璃窗厚度为 t_g . 在以下的讨论中, 晶体、玻璃窗和光阴极的半径都是 30mm. 最后, 为了进行比较, 还对 BGO 晶针阵列进行了模拟. 晶针直径 1mm, 厚 1cm, 阵列为 $61(x) \times 11(y)$, 中点与半径 3cm 的玻璃窗的中点重合, 晶针彼此间由漫反射层进行光学隔离.

3 压缩效应与晶体和玻璃窗厚度的关系

图2所示为模拟产生的相当于一万个 γ 射线入射所产生的光电子的空间分布. 由于受探测面积的限制, 光电子的空间分布在非中心处呈不对称现象, 这种不对称性对每个事例光电子分布重心的判断起了一种往中心挤的效应. 图3所示为每个事例光电子分布重心的分布. 每个事例光电子的空间分布是图3所示的分布的抽样, 抽样次数由每个事例所收集到的光电子数决定. 晶体和玻璃窗的厚度影响着光电子的分布, 而在边沿处同一点, 展得越开的分布丢失的部分越多. 窗厚5mm时, 晶体厚度与压缩效应的关系如

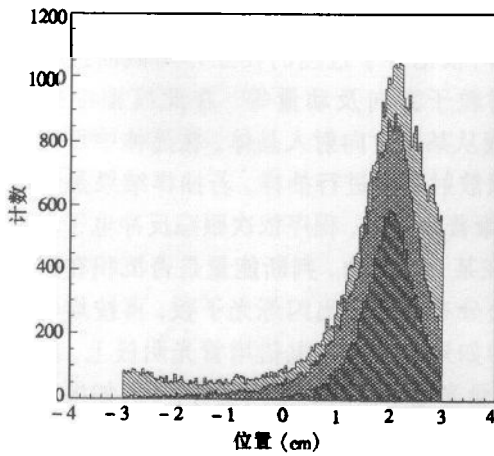


图2 光电子的分布
 $t_g = t_c = 5\text{mm}$, 入射位置: 2.0cm.
 ■全漫反射; ▨侧面吸收; ■全吸收.

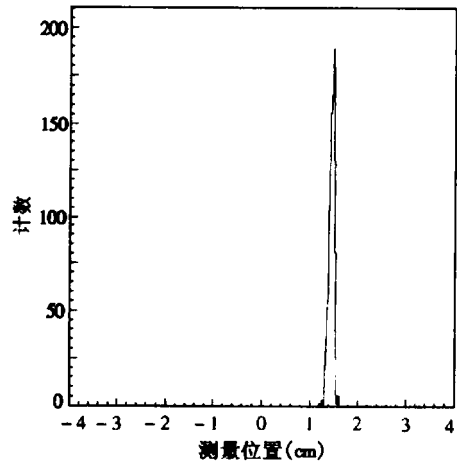


图3 每次事例光电子分布重心的分布
 侧面吸收, $t_g = t_c = 5\text{mm}$, 入射位置: 2.0cm.

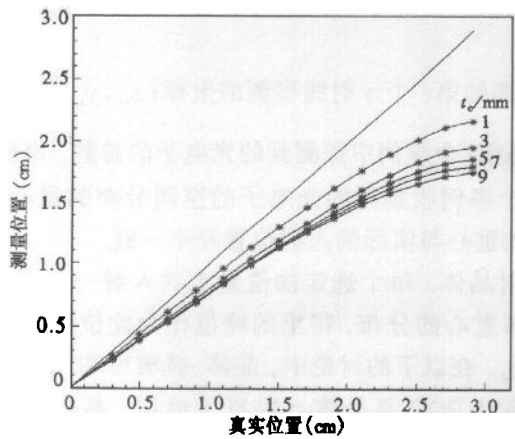


图4 晶体厚度与压缩效应
 侧面吸收, $t_g = 5\text{mm}$.

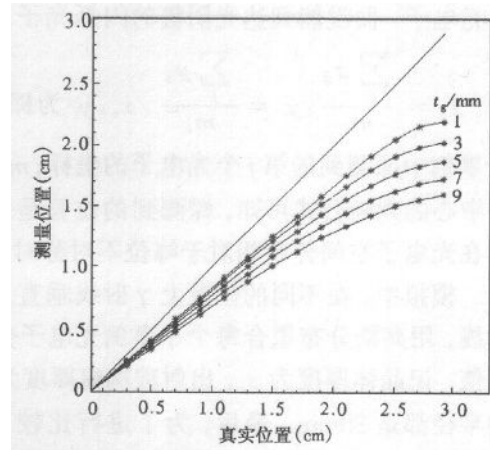


图5 玻璃窗厚度与压缩效应
 侧面吸收, $t_c = 5\text{mm}$.

图 4 所示. 在晶体厚度大于 3mm 时, 其对压缩效应的影响的增加并非很显著. 就是说, 在窗厚 5mm 时, 要想通过减小晶体厚度来改善压缩效应, 应把晶体厚度减至 3mm 以下. 图 5 所示为晶体厚度为 5mm 时, 压缩效应与玻璃窗厚度的关系. 由于晶体与玻璃窗的折射系数不一样(NaI 折射系数为 1.85, 玻璃窗为 1.5), 光子从晶体折射进玻璃窗时, 折射角大于入射角, 这就造成了光电子分布的扩展. 而这种扩展会使非中点处光电子的空间分布的不对称性更严重.

为了比较晶体厚度与窗厚度对压缩效应的影响, 定义 29mm 处真实位置与测量位置之差为边沿压缩率 y , 有 $y = f(t_c, t_g)$, 如图 6 所示. 拟合侧面吸收条件下数据(图 6 中间), 得: $f(t_c, t_g) = b_1 \cdot t_g \cdot \ln(t_c) + b_2 \cdot t_g + c_1 \cdot \ln(t_c) + c_2$, 参数为 $b_1 = -0.029, b_2 = 0.726, c_1 = 0.205, c_2 = 0.789$. f 分别对 t_c, t_g 求偏导, 得 f'_{t_c}, f'_{t_g} . 可推出在侧面吸收条件下 t_c, t_g 位于 $(0.264, 0.9]$ 中时, 有 $f'_{t_g} > f'_{t_c}$, 即玻璃窗厚度对压缩效应的影响比晶体厚度的影响大.

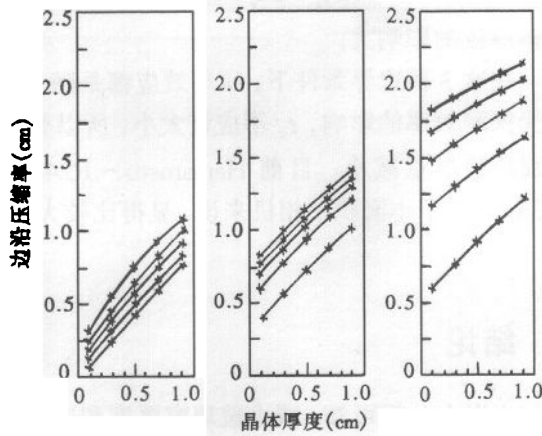


图 6 边沿压缩率

从左到右分别为:全吸收、侧面吸收、全漫反射条件.

每图中从上而下 t_g 分别为 9, 7, 5, 3, 1mm.

4 晶体的边界处理对压缩效应的影响

模拟显示, 晶体的边界处理条件对光电子的空间分布影响很大. 全漫反射下, 在整个探测范围内, 光电子呈弥散分布; 在边沿处, 分布被切断(见图 2), 造成分布重心往中点“挤”, 形成了较大的位置偏移. 在全吸收条件下, 光电子分布的展开比侧面吸收下小(见图 2), 在边沿处丢失的光子少. 图 7 为 3 种边界条件下的压缩效应. 很明显, 全吸收条件下压缩效应最小, 侧面吸收条件次之, 全漫反射条件的最大.

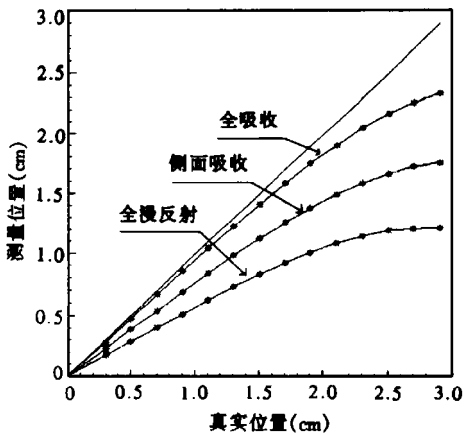


图 7 3 种边界条件下的压缩效应

$t_g = t_c = 5\text{mm}$.

拟合全漫反射条件下的数据(图 6 右), 得 $f(t_c, t_g) = b_1 \cdot t_g \cdot \ln(t_c) + b_2 \cdot t_g + c_1 \cdot \ln(t_c) + c_2$; $b_1 = -0.157, b_2 = 0.372, c_1 = 0.567, c_2 = 1.830$. f 对 t_c, t_g 分别求偏导, 可推出当 t_c, t_g 在 $[0.1, 0.9]$ 中时, 有 $f'_{t_c} >$

f'_{i_g} , 即晶体的厚度对压缩效应的影响比玻璃窗厚度的影响大. 这是明显的, 因为光电子分布的明显向左展宽主要是由晶体侧面的漫反射造成的.

拟合全吸收条件下的数据(图6左), 得 $f(t_c, t_g) = b_1 \cdot t_g \cdot t_c + b_2 \cdot t_g + c_1 \cdot t_c + c_2$; $b_1 = 0.084, b_2 = 0.871, c_1 = 0.336, c_2 = -0.07$. 在全吸收条件下, 有 $f'_{i_g} > f'_{i_c}$, 即玻璃窗厚度的影响比晶体厚度的影响大. 在侧面吸收和全吸收条件下, t_c, t_g 在 $[0.1, 0.9]$ 的大部分区域内, 有 $f'_{i_g} > f'_{i_c}$. 光电子分布的扩展使得玻璃窗厚度对光电子分布的影响比晶体厚度的影响大.

在这3种边界条件下, 压缩效应都是随着晶体厚度和玻璃窗厚度的增加而增加. 由于受探测效率的影响, t_c 不应该太小, 所以要减小压缩效应, 除了选薄晶体外, 玻璃窗的厚度应该尽量减小. 目前 Hamamstu - R2486 - 05 型 PSPMT 的入射窗厚度为 3.2 ± 0.3 mm, 对于小面积 γ 相机来说, 显得比较大, 限制了减小晶体厚度对压缩效应的改善作用.

5 结论

由以上分析可知, 减小玻璃窗厚度和选择适当的晶体边界条件对减小压缩效应是非常重要的. 全吸收边界条件下的压缩效应最小, 但同时在这种边界条件下收集到的光电子数是最少的, 而光电子的数目对分辨率的影响较大. 对于发光效率低的晶体, 全吸收边界条件在分辨率方面付出的代价更大; 全漫反射条件收集到的光电子数最多, 但其压缩效应最大; 侧面吸收条件是个折中方案. 由于 PSPMT 入射窗的存在, 限制了玻璃窗厚度的减小, 如把入射窗改成光纤窗, 等效于去掉了这部分玻璃窗的厚度, 这在改进压缩效应, 提高小型 γ 相机性能上是极为有效的. 当玻璃窗厚度能减到1毫米时, 3种边界条件下的压缩效应如图8所示. 全吸收条件下, 在大部分区间里压缩效应已经不明显了. 另外, 由压缩效应的成因可知, 下列途径可以减小压缩效应: (1) 逐丝读出. 由于压缩效应是由用光电子空间分布的重心来代替分布的峰位造成的, 当改变这种位置判断方法, 如把 PSPMT 的电阻链读出系统改为对阳极丝的逐根读出, 再用高斯分布拟合求其峰位, 可以有效地减小压缩效应. 但这种方法的电子学系统复杂. (2) 采用晶针阵列, 减小闪烁光子空间分布的半高宽, 使分布相对峰位的不对称性减小, 而且这种方法不损失闪烁光子数^[5,6]. 如图8所示, 直径1mm, 厚1cm的BGO晶针阵列, 在玻璃窗

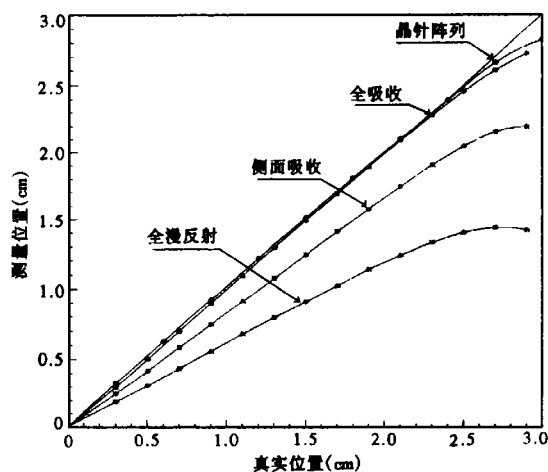


图8 几种条件下的压缩效应

—*— 1mm厚玻璃窗, 平板式晶体;

—•— 5mm厚玻璃窗, 晶针阵列.

下列途径可以减小压缩效应: (1) 逐丝读出. 由于压缩效应是由用光电子空间分布的重心来代替分布的峰位造成的, 当改变这种位置判断方法, 如把 PSPMT 的电阻链读出系统改为对阳极丝的逐根读出, 再用高斯分布拟合求其峰位, 可以有效地减小压缩效应. 但这种方法的电子学系统复杂. (2) 采用晶针阵列, 减小闪烁光子空间分布的半高宽, 使分布相对峰位的不对称性减小, 而且这种方法不损失闪烁光子数^[5,6]. 如图8所示, 直径1mm, 厚1cm的BGO晶针阵列, 在玻璃窗

厚度为5mm时,其压缩效应比5mm厚的平板式NaI(Tl)晶体在玻璃窗厚1mm,全吸收边界条件下的压缩效应还要稍小.

参考文献(References)

- 1 Bird A J. Nucl. Instr. And Meth., 1990, **A299**:480—483
- 2 Guru S V. Nucl. Instr. And Meth., 1994, **A353**:328—333
- 3 Meng Y. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1993, **40**(4):447—451
- 4 Redus R H. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1992, **39**(4):948—951
- 5 Blazek K. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1995, **42**(5):1474—1482
- 6 de Notaristefani F. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1996, **43**(6):3264—3271

Monte Carlo Study on Image Shrinkage of a Small Gamma Camera*

ZENG HaiNing XU ZiZong WANG ZhaoMin LI Cheng WANG CongRong

(Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

Abstract Based on the interaction of γ -ray with NaI(Tl) crystal and the transportation of luminescence photons produced in the crystal, a simulation model has been setup using the GEANT3 codes for a small Gamma Camera with a planar NaI(Tl) crystal coupled to a position sensitive photomultiplier (Hamamatsu R2486 - 05). The results demonstrate that the image is significantly shrunk from the circumference to the center because of the asymmetry of the spacial distribution of the photoelectrons. The quantity of shrinkage depends on the thickness of both the crystal and glass window. Treatment of the edge surface of the crystal is very sensitive to the shrinkage of image. Suggestions for suppressing the image shrinkage are presented.

Key words small gamma camera, shrinkage, spacial distribution of photoelectrons

Received 25 December 1998, Revised 23 February 1999

* Project(19775054) supported by National Natural Science Foundation of China