

高能 CT 检测中图像重建算法的积分因子仿真计算

杨杰, 魏平刚, 魏聪明

(第二炮兵工程学院, 陕西 西安 710025)

摘要: 针对核装置的具体情况, 设计一种提高其图像指标的算法。利用核装置的大量先验知识并结合蒙特卡罗程序来修正 CT 检测中图像重建算法的积分因子, 通过图像重建仿真实验验证了该算法可有效抑制散射与串扰对图像重建的影响, 大幅提高了检测结果的精度。

关键词: 高能 CT; 积分因子; 仿真计算

中图分类号: TJ91; O57

文献标志码: A

文章编号: 1000-6931(2011)06-0746-04

Simulation Calculation of Integrating Factor for Image Reconstruction Algorithm in High Energy Computed Tomography Detection

YANG Jie, WEI Ping-gang, WEI Cong-ming

(The Second Artillery Engineering College, Xi'an 710025, China)

Abstract: A new algorithm was designed to improve the precision of reconstructing images for nuclear devices, according to its particular case. The integrating factor of image reconstructing algorithm was rectified for computer tomography (CT) scanning through using a large number of pre-knowledge of nuclear devices and Monte Carlo program. It is validated that this algorithm can suppress the disturbance of scattering and cross-talk. And the precision of CT scanning is improved greatly through image reconstruction simulation.

Key words: high energy CT; integrating factor; simulation calculation

将工业 CT 技术引入到核装置检测在一些发达国家已得到大力发展, 美国 Los Alamos 实验室甚至将 CT 技术作为研究原子弹内爆的观测方法之一^[1]。目前关于核装置高能 CT 检测的研究国内外公开的文献报道较少。

一般的工业 CT 重建算法都假定被检测的物体为一黑匣子, 里面的情况一无所知。但有些情况下, 对被检测物是有一定先验知识的, 如

医学 CT 对人体进行成像后的图像分割大量采用对人体结构的先验知识进行边缘提取, 同样也可将这样的思想引入到核弹头的图像重建中, 因为对核弹头的结构是有大量先验知识的。在 高能 CT 检测中串扰和散射是一非常突出的问题, 高能 X 射线在穿过物体时往往有很强的散射效应, 由于核弹头内部含有大量的高密度材料, 散射问题更为突出; 另一方面由于采用

9 MeV的高能X射线检测核弹头,大量的高能X射线及它在探测器单元(以下简称探测元)中所激发的高能次级电子极易从一个探测元中逃逸到邻近的探测元中。如何有效地降低这两种效应的影响,是高能CT研究的一重要内容。目前减小散射和串扰影响的方法主要有加硬件消噪和利用软件消噪,但利用加硬件消噪的方法带有局限性,利用软件消噪是目前较为通用的方法。本文利用核弹头的先验知识并结合MCNP程序来修正重建算法中的被积函数,以降低串扰和散射对重建后图像质量的影响^[2]。

1 数学模型的建立

式(1)、(2)、(3)分别为CT数据获取和图像重建的3个基本公式。由于散射及串扰的存在,式(1)中探测器所探测到的辐射强度并非理论上强度沿直线积分得到的,它受到其它探测元的干扰及散射的影响,由于重建算法受高频噪声的影响极大,因而必须对探测元测量到的辐射强度进行修正^[3-6]。

$$\bar{f}[p, \Phi] = -\ln \frac{I}{I_0} = \int_L \mu(x, y) ds \quad (1)$$

$$\bar{f}[p, \Phi] = \iint_{R^2} f(\mathbf{X}) \delta(p - \Phi \cdot \mathbf{X}) dx dy \quad (2)$$

$$f(\mathbf{X}) = \frac{-1}{2\pi^2} \int_0^{+\infty} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial_p \bar{f}[p, \Phi]}{p - \mathbf{X} \cdot \Phi} dp \right) d\varphi \quad (3)$$

式中: $\mu(x, y)$ 与 $f(\mathbf{X})$ 均表示光子在位置 (x, y) 处的线衰减系数, \mathbf{X} 为坐标 (x, y) 的向量形式; I_0 与 I 分别为沿直线 L 光子的入射与出射强度; p 为坐标原点到X射线的垂直距离; φ 为坐标原点至直线 L 的垂线与 x 轴正向的夹角; Φ 为矩阵 $\begin{bmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{bmatrix}$; $\bar{f}[p, \Phi]$ 为沿直线 L 的线衰减系数积分。

假设某探测元实际探测到的能量沉积为 E' ,而理想情况下的能量沉积应为 E ,设修正因子为 W ,三者关系如式(4)所示:

$$E = WE' \quad (4)$$

根据式(1)可得:

$$\begin{aligned} \bar{f}[p, \Phi] &= -\ln \frac{I}{I_0} = -\ln \frac{E}{E_0} = \\ &= -\ln \frac{WE'}{E_0} = -\ln \frac{E'}{E_0} - \ln W \end{aligned} \quad (5)$$

即被积函数 $\bar{f}[p, \Phi]$ 需在原变换的基础上减去

修正项 $\ln W$ 。本文采用MCNP程序结合美国核装置模型的先验知识尝试对式(1)进行修正。

图1为散射和串扰模型示意图,假设X射线源发射扇形束,令 $E(\theta, y)$ 为图中出射方向为 θ 的射线在 y 轴 $[0, y]$ 区间探测器阵列中所沉积能量。则 $u(\theta, y) = \frac{\partial^2 E(\theta, y)}{d\theta dy}$ 为射线能量随角度 θ 和直线 y 分布变化的能量沉积率,由于散射和串扰的存在, θ 方向对应探测元的能量沉积率受到其它射线和探测元高能次级电子的影响。若不存在散射和串扰,则角度位于 $[\theta, \theta + \Delta\theta]$ 区间的射线所正对的探测元应吸收该射线在 y 轴上沉积的所有能量,记为 $E_a(\theta, \Delta\theta)$,则:

$$E_a(\theta, \Delta\theta) = \int_{\theta}^{\theta+\Delta\theta} \int_{-\infty}^{+\infty} u(\theta, y) dy d\theta \quad (6)$$

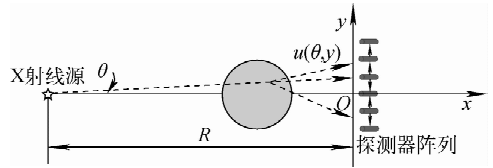


图1 散射和串扰模型示意图

Fig. 1 Scheme of scatter and cross-talk model

而探测元实际上受到来自其它射线的影响,其实际探测到的能量为射线在探测元上沉积的能量总和,若探测元位于与 $[\theta, \Delta\theta]$ 对应的区间 $[y, y + \Delta y]$,记探测元实际探测到的能量为 $E_b(y, \Delta y)$,则:

$$E_b(y, \Delta y) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_y^{y+\Delta y} u(\theta, y) dy d\theta \quad (7)$$

因而必须将 $E_b(y, \Delta y)$ 修正为 $E_a(\theta, \Delta\theta)$ 才能使式(1)成立,记修正因子为 $W(y, \Delta y)$,则:

$$W(y, \Delta y) = \frac{E_a(\theta, \Delta\theta)}{E_b(y, \Delta y)} \quad (8)$$

由积分中值定理及分段求积分得到:

$$\begin{aligned} W(y, \Delta y) &= \frac{\int_{\theta}^{\theta+\Delta\theta} \int_{-\infty}^{+\infty} u(\theta, y) dy d\theta}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_y^{y+\Delta y} u(\theta, y) dy d\theta} = \\ &= \frac{\sum_i \int_{\theta_i}^{\theta_i+\Delta\theta} \int_{y_i}^{y_{i+1}} u(\theta, y) dy d\theta}{\sum_i \int_{\theta_i}^{\theta_{i+1}} \int_y^{y+\Delta y} u(\theta, y) dy d\theta} = \\ &= \frac{\Delta\theta \sum_i \int_{y_i}^{y_{i+1}} u(\xi_i, y) dy}{\sum_i \Delta\theta_i \int_y^{y+\Delta y} u(\eta_i, y) dy} \end{aligned} \quad (9)$$

式中: $\Delta\theta_i = \theta_{i+1} - \theta_i$, $\eta_i \in (\theta_i, \theta_{i+1})$, $\xi_i \in (\theta, \theta + \Delta\theta)$; (y_i, y_{i+1}) , (θ_i, θ_{i+1}) 分别是对 y 和 θ 积分区间的分割。

式(9)即是理想的修正因子 $W(y, \Delta y)$ 的表达式。对式(9)进行直接计算是有困难的, 因为计算机无法在整个实轴上积分, 因而须对式(9)进行简化, 考虑到探测器阵列是有限的且相对于高能 X 射线源分布在一较小的角度内, 每个探测元体积很小且近似相同, 以及 $[\theta, \Delta\theta]$ 与 $[y, y + \Delta y]$ 描述的是同一探测元等条件, 因而式(9)可进一步简化为:

$$W(y, \Delta y) = \frac{\Delta\theta \sum_i \int_{y_i}^{y_{i+1}} u(\xi_i, y) dy}{\sum_i \Delta\theta_i \int_y^{y+\Delta y} u(\eta_i, y) dy} \approx \frac{\sum_{i=1}^n \int_{y_i}^{y_{i+1}} u(\theta_i, y) dy}{\sum_{i=1}^n \int_y^{y+\Delta y} u(\theta_i, y) dy} = \frac{A}{B} \quad (10)$$

其中: A 表示从角度 θ_i 发出的射线在探测器阵列中的能量沉积; B 表示从不同角度发出的射线在角度 θ_i 所正对探测器元中的能量沉积。

式(10)即是基于有先验知识的抑制散射与串扰的修正公式。之所以必须有先验知识, 是因为只有充分了解物体内部的信息才能计算出从不同角度散射情况的先验分布, 进而计算式(10)。

但事实上修正因子不仅与 $y, \Delta y$ 有关, 还与被测物体所处的状态(如所处高度、与射线的夹角、位置等), 以及与源的状态(如焦点的尺寸、射线的能量分布)有关。若用状态向量 α 和 β 分别表示物体的状态和源的状态, 则修正因子可表示为 $W(y, \Delta y, \alpha, \beta)$, 利用式(10)可计算不同状态下的修正因子, 建立数据库, 便于快速修正。

对式(10)的计算可用经典输运理论计算, 也可用蒙特卡罗方法进行计算。由于输运理论需求解大量的偏微分方程, 且计算复杂的几何体有困难, 而蒙特卡罗方法在求解复杂的输运模型方面表述灵活、计算简便快捷, 因而选用 MCNP 程序对式(10)进行计算, 以得到核装置抑制散射与串扰的修正因子 W 。

2 利用修正算法提高重建图像的指标

利用 CT 检测核装置的示意图示于图 2。

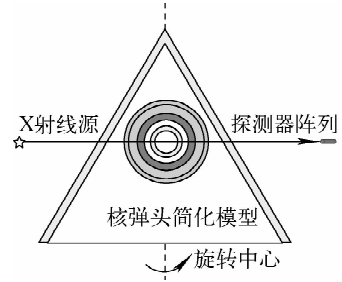


图 2 高能 X 射线 CT 检测核装置的侧视图

Fig. 2 Side view of high energy X-ray detecting nuclear device

由于实际检测中, X 射线源的性质较复杂, 若能量、强度及焦点的几何形状等参数都是不均匀的, 且核装置的结构与性质也非常复杂, 探测器阵列也存在不一致性问题, 因而需对实际的核装置检测模型进行简化。

为简化计算, 假设射线源为单能点源, 能量为 9 MeV, 焦点直径为 0 mm, 点源距离旋转中心 1 100 mm, 点源距离探测器阵列 1 500 mm, 射线束平面穿过核装置中心, 核装置模型采用美国核装置模型, 即核弹头结构由里至外分别为: 空腔(外径 5.77 cm), 武器级铀(外径 7 cm), 铍(外径 9 cm), 贫化铀(外径 12 cm), 炸药(外径 22 cm), 铝(外径 23 cm), 空气(外径 30 cm), 钢壳(外径 32 cm)。探测器采用 CdWO_4 阵列, 每个阵列元均为半径 0.8 mm、长度 3.0 mm 的圆柱体, 且沿 y 轴紧密排列。

本文采用源粒子单向抽样技巧, 分别对指向序号为 1~8 的探测元的射线进行模拟计算, 计算的内容包括射线在各探测元中的能量沉积, 将模拟的结果代入式(10), 得到 8 组修正因子 W , 分别为 1.015 2, 1.006 9, 0.996 2, 0.969 4, 0.901 8, 1.007 3, 1.008 4, 0.995 5。可看出, W 很接近 1, 说明本例中散射与串扰并不明显, 修正因子对成像质量的改进不大。散射与串扰不明显的原因是康普顿散射截面随射线能量的增加迅速减小, 且由于 CdWO_4 密度很大, 对次级电子有很强的阻止能力, 因而对串扰也有很好的抑制效果。本模拟结果也说明减小焦点、增加射线的能量、采用密度大的探测器制成阵列有抑制串扰与噪声的作用。

实际工业 CT 并不能达到焦点直径为 0 mm、能量为单能的理想情况, 因此, 本工作取

X射线的平均能量 3 MeV,焦点尺寸 5 mm,探测器改为 NaI(Tl),此时模拟的 8 组修正因子 W 为 2.147 7, 1.515 2, 0.842 6, 0.741 5, 0.882 2, 1.883 6, 1.741 3, 0.902 4。可看出,修正因子最大值已达到原值的 2 倍,因而在 X 射线能量较低、焦点尺寸较大、探测器密度较小时均需作串扰与散射修正。

为说明修正后的效果,使用滤波反投影法对不作任何修正和引入修正因子后对沿核装置直径方向密度分布进行计算(计算中忽略了射线所引起的统计涨落,坐标系的原点是核装置模型的球心)。

图 3、4 分别为在不修正与修正两种情况下利用滤波反投影算法对图 2 中的核弹头模型进行仿真得到的效果图,其中, ρ 为核装置内部物质的密度, R 为距核装置模型球心的距离,以离开放射源的方向为正方向。从图 4 可看出,修

正后的重建图像保持了密度曲线的基本形状,而未修正的图像由于散射的存在,密度曲线之间的过渡带十分明显,很难分清曲线的边缘。从图 4 还可看出,利用蒙特卡罗方法修正后的曲线仍有不稳定涨落情况出现,其根本原因是蒙特卡罗方法也存在一定的误差,而滤波反投影法对噪声特别敏感,会放大误差带来的影响。

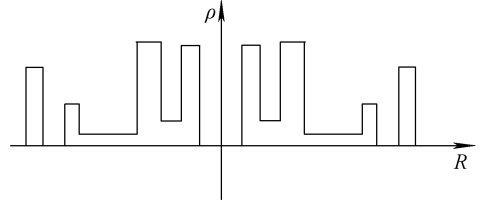


图 3 理想情况下核装置模型密度沿直径的分布
Fig. 3 Ideal density distribution of nuclear device model along diameter

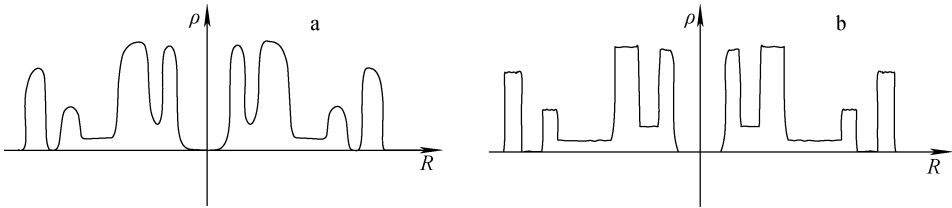


图 4 重建图像密度沿直径的分布

Fig. 4 Distribution curves of reconstruction picture density along diameter

a——未修正; b——修正后

3 小结

本文针对核装置检测专门设计了一种算法,这种算法是在已对核装置的内部信息有大量先验知识的前提下推导的,利用滤波反投影法重建后与原来的图像比较表明,这种改进算法可有效地抑制核装置检测过程中出现的散射与串扰现象。

参考文献:

[1] ZIOCK H J, ADAMS K J, ALRICK K R, et al. The proton radiography concept, LA-UR-98-1368

[R]. [S. l.]: [s. n.], 1998.

- [2] 刘宾. 高分辨率 ICT 重建技术研究[D]. 太原: 中北大学, 2006.
- [3] 龙彦伟. 工业 CT 技术研究[D]. 太原: 华北工学院, 2001.
- [4] 温学兵. 小波在局部 CT 图像重建中的应用[D]. 长春: 吉林大学, 2003.
- [5] 何拥军. 快速反投影与变换方法 CT 图像重建[D]. 北京: 北京邮电学院, 1993.
- [6] 罗戎蕾. 基于小波多分辨率分析的图像算法研究[D]. 杭州: 浙江大学, 2004.