

文章编号:1000-582X(2002)10-0078-03

# TICT 中圆形工件截面的散射修正项计算

王银峰, 杨学恒

(重庆大学 数理学院, 重庆 400044)

**摘要:**透射式  $\gamma$  射线 ICT 采集系统所获原始数据中, 包含有 Compton 散射光子的计数, 在探测器较少时, 常采用加后准直器的方法来控制散射光子进入探头, 但在实时测量的 ICT 中, 由于探头数较多, 加后准直器将受到空间的限制。笔者拟采用让 Compton 散射光子与透射光子一并进入探测器, 再从探测器总的计数中将散射光子减去。并建立了透射式 ICT 康普顿 (Compton) 散射针对圆形截面工件的数学模型, 并给出了相应的修正公式以及散射修正的程序设计原理。

**关键词:** ICT; 散射修正; 数学模型

**中图分类号:** TH798

**文献标识码:** A

透射式工业 CT (TICT) 设备是利用  $\gamma$  射线或 X 射线在无损伤状态下非接触检测的先进装置。探测结果以图象形式显示被测物体的尺寸形状、材质缺陷等等。通过图象的灰度反映材质的密度, 分辨出缺陷的大小、位置和性质等。因此, 提高成像质量是研究和推广应用 ICT 的关键。

在目前投入实用的 TICT 机中, 常常采用很深的铅准直器来压低 Compton 散射光子和本底。这不仅限制了探测器的布局 and 数量, 不利于向实时测量过渡, 而且也不能从根本上消除散射光子的影响。

如果去掉后准直器, 有用信息连同散射光子必定一起进入探头形成伪影, 即使使用甄别器也难以消除, 因此必须进行散射修正。

## 1 散射修正的数学模型及修正项推导

光子的二次散射截面约为其一次散射截面的  $10^{-4}$  倍<sup>[1]</sup>, 故只考虑一次散射。在 ICT 中如要获得  $M \times N$  阵列的断面图象, 则应有  $M$  个等效探头, 如令工件自转, 则需要用轴角编码器将圆周等分成  $N$  个分度。假设在  $t-t+dt$  内工件处于第  $l$  个分度<sup>[2]</sup>,  $l=1, 2, \dots, N$ 。

令某束  $\gamma$  射线沿  $r$  射入工件, 在点  $a$  处的  $dV$  体积元内被散射 (如图 1 所示)。

由于入射光子数:

$$dI'_0 = I_0 d\Omega_m dt / 4\pi,$$

$$d\Omega_m = ds / r^2,$$

$$ds = rd\theta\Delta h$$

其中  $I_0$ 、 $ds$ 、 $\Delta h$  分别为源强, 截面元与断层厚度, 于是到达  $a$  点的  $d\Omega_m$  内的光子数:

$$dI'_{0i} = dI'_0 \exp\left[-\int_0^m \mu(E_r, m) dm\right]$$

由  $a$  点处的  $dV$  发出并射向对应于第  $j$  个探头的立体角元  $d\Omega_D$  内的散射光子数:

$$dI'_{\omega_j} = dI_{0i} dr \cdot n(r, \theta) \cdot d\delta_c(E_\gamma, \Phi_j) / d\Omega \cdot d\Omega_D$$

$$d\Omega_D = \Delta h d\Phi_j / y$$

$$y = [R + L - r \cos(\zeta - \theta)] / \cos(\Phi_j + \theta - \zeta)$$

$$dV = \Delta h r dr d\theta$$

式中  $d\delta_c(E_\gamma, \Phi_j)$  为 Compton 散射微分截面,  $n(r, \theta)$  为工件的电子密度。注意到末态光子的能量  $E'_\gamma$  为散射角  $\Phi_j$  的函数, 根据相互作用过程中应满足的守恒定律可以得出:

$$E'_\gamma = E_{0e} E_\gamma / [E_{0e} + E_\gamma (1 - \cos\Phi_j)]$$

$$\frac{d\delta_c(E_\gamma, \phi_j)}{d\Omega} = \frac{r_0^2 E_{0e}^2}{2B^2} \left( \cos^2 \phi_j - 1 + \frac{E_{0e}}{B} + \frac{B}{E_{0e}} \right)$$

$$B = [E_{0e} + E_\gamma (1 - \cos\Phi_j)]$$

这里  $E_{0e}$  为初态电子的能量。令上述光子在某点  $d$  穿出, 其在工件内的飞行距离:

$$q'_j = [r'^2 + r^2 - 2rr' \cos(\theta' - \theta)]^{1/2}$$

于是以  $\Phi_j$  射出的未经工件作用的一次散射光子数为:

• 收稿日期: 2002-06-14

作者简介: 王银峰 (1965-), 男, 四川南充人, 重庆大学副教授, 重庆大学博士生。主要从事核技术和无损检测技术的研究。

$$dI'_{\text{zooj}} = dI'_{\text{ojj}} \exp\left[-\int_0^{q_j} \mu(E'_\gamma, q) dq\right]$$

假设第  $j$  个探测器的晶体在工件处于 1 分度时对这些一次散射光子的阻止长度为  $l_{\text{ajl}}$ ，又令探测效率  $\eta = f(E'_\gamma, l_{\text{ajl}})$ ，于是可得被探测器测得一次散射光子数为<sup>[3]</sup>：

$$dI'_{\text{ejl}} = dI'_{\text{zooj}} \cdot f(E'_\gamma, l_{\text{ajl}})$$

如图 1 所示，可将晶体划分为三个区域：

$$\text{I}(\varphi_1 - \varphi_2), \text{II}(\varphi_2, \varphi_3), \text{III}(\varphi_3 - \varphi_4)$$

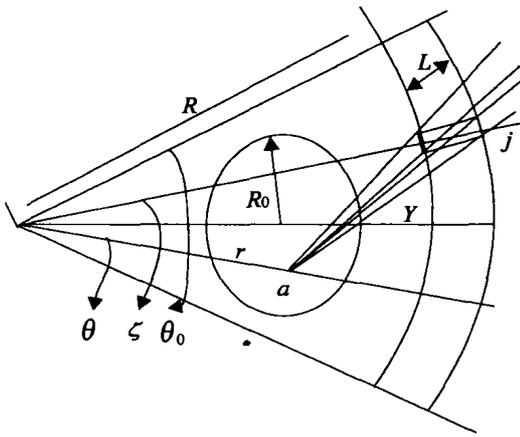


图 1 圆形截面工件散射示意图

于是

$$dI'_{\text{ejl}} = dI'_{\text{ejli}}, l_{\text{ajl}} = l_{\text{ajli}}, i' = 1, 2, 3$$

$$l_{\text{ajli}} = \frac{\{2[R + L - r \cos(\zeta - \theta)] \operatorname{tg} \varphi - 2r \sin(\zeta - \theta) + b_0\}}{2 \sin \varphi}$$

$$l_{\text{ajl2}} = b_0 / \sin \varphi \quad (b_0 \text{ 为晶体的宽度})$$

$$l_{\text{ajl3}} = \frac{\{2[r \cos(\zeta - \theta) - R] \operatorname{tg} \varphi + 2r \sin(\zeta - \theta) + b_0\}}{2 \sin \varphi}$$

$$\varphi_1 = \operatorname{tg}^{-1} \frac{r \sin(\zeta - \theta) - b_0/2}{(R + L) - r \cos(\zeta - \theta)}$$

$$\varphi_2 = \operatorname{tg}^{-1} \frac{r \sin(\zeta - \theta) + b_0/2}{(R + L) - r \cos(\zeta - \theta)}$$

$$\varphi_3 = \operatorname{tg}^{-1} \frac{r \sin(\zeta - \theta) - b_0/2}{R - r \cos(\zeta - \theta)}$$

$$\varphi_4 = \operatorname{tg}^{-1} \frac{r \sin(\zeta - \theta) + b_0/2}{R - r \cos(\zeta - \theta)}$$

注意到  $\Phi_j = \varphi_j + \zeta - \theta, j = 1, 2, 3, 4$

于是：

$$dI'_{\text{ejl}} = \int_{\varphi_2}^{\varphi_3} dI'_{\text{ejl1}} + \int_{\varphi_2}^{\varphi_3} dI'_{\text{ejl2}} + \int_{\varphi_3}^{\varphi_4} dI'_{\text{ejl3}}$$

最后可得在 1 分度第  $j$  个探测器记录到的一次散射光子数：

$$I_{\text{ejl}} = \sum_{E_{\gamma'}} \int_{r_1}^{r_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} dI_{\text{ejl}}(E'_{\gamma'})$$

$$E_{\gamma'} = E_{\gamma_1} \cdot E_{\gamma_2} L \quad (\text{多色源})$$

对于圆形工件截面，可以推导出其相应的积分上下限：

$$m' = \frac{R_0 \sin \lambda_1}{\sin\left(\frac{\theta_0}{2} - \theta\right)}$$

其中：

$$\lambda_1 = \pi - \arcsin \frac{A \sin\left(\frac{\theta_0}{2} - \theta\right)}{R_0} - \frac{\theta_0}{2} + \theta$$

$$q'_j = \frac{R_0 \sin(\pi - \theta_1 - \arcsin \lambda_2)}{\sin(\pi - \zeta - \varphi - \theta_1)}$$

其中：

$$\theta_1 = \arcsin \left[ \frac{A \sin\left(\frac{\theta_0}{2} - \theta\right)}{\sqrt{\lambda_3}} \right]$$

$$\lambda_2 = \frac{\sqrt{\lambda_3} \sin(\pi - \zeta - \varphi - \theta_1)}{R_0}$$

$$\lambda_3 = A^2 + r^2 - 2A r \cos\left(\frac{\theta_0}{2} - \theta\right)$$

$r$  的下限：

$$r_1 = \frac{R_0 \sin \theta_2}{\sin\left(\frac{\theta_0}{2} - \theta\right)}$$

$$r_2 = r_1 + 2R_0 \cos \theta_3$$

其中：

$$\theta_2 = \pi - \arcsin \frac{A \sin\left(\frac{\theta_0}{2} - \theta\right)}{R_0} - \frac{\theta_0}{2} + \theta$$

$$\theta_3 = \pi - \arcsin \frac{A \sin\left(\frac{\theta_0}{2} - \theta\right)}{R_0}$$

$\theta$  的积分限： $\left[0, 2 \arcsin \frac{R_0}{A}\right]$

以上各式中， $\theta_0$  代表射线源扇束张角的大小； $A$  代表工件中心到射线源的距离； $R_0$  代表截面圆的半径； $\varphi$  的积分限如前所述。

从工件处于第 1 分度时第  $j$  个探测器的总计数中减去一次散射光子数，即达到散射修正的目的。不过散射修正项的计算相当复杂，需要编制专门的修正软件。

## 2 修正程序的设计

笔者选择高斯积分法作为散射修正的数值积分方

法<sup>[4-5]</sup>,并将多色源情况下的能谱硬化修正一并考虑,利用 C++ Builder 程序设计语言编制了透射式工业 CT 的散射修正软件。图 2 为程序的流程图,该软件的主要功能有:①能实现散射修正<sup>[6]</sup>,并把修正后的数据保

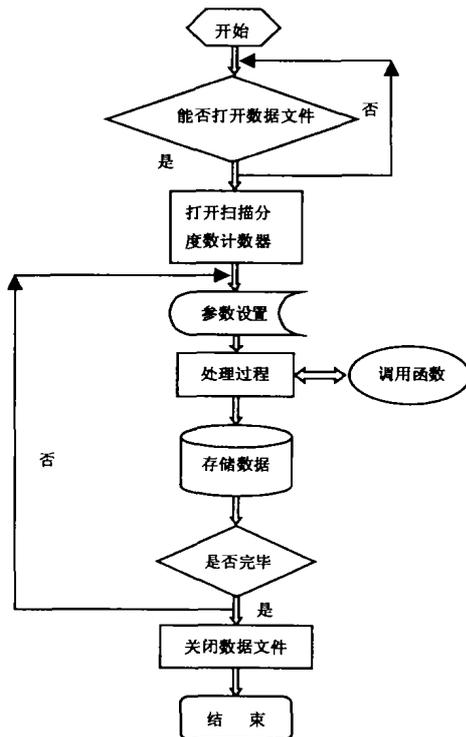


图 2 散射修正的程序流程图

存在文件中或用于图象重建。②能实现能谱硬化修正,并把修正后的数据保存在文件中或用于图象重建。③能够根据工件和具体的 ICT 机设置其所需的散射和硬化修正参数。④能够产生模拟散射和硬化修正所需的探测器计数。

本文仅对圆形截面情况作了研究,对于不规则工件截面的分析道理基本相同,只不过运算量将更为巨大,对计算机的运算速度将提出更高的要求。但是在降低源强的基础上提高成象质量和速度,通过软件修正来取替后准直器的硬修正,是工业 CT 未来发展的重要方向之一。

#### 参考文献:

- [1] 复旦大学,清华大学. 原子核物理实验方法[M]. 北京: 北京大学原子能出版社, 1981.
- [2] 杨学恒. 一类射线工业 CT 系统设计的研究[J]. 重庆大学学报, 1994, 17(6): 67 - 70.
- [3] 王银峰. 透射式  $\gamma$  射线 ICT 中的散射修正和能谱硬化[J]. 仪器仪表学报, 1999, 20(4): 140 - 141.
- [4] 侯自强. 医学诊断数字影像技术[M]. 科学出版社, 1994.
- [5] 徐士良. 计算机常用算法[M]. 北京: 清华大学出版社, 1992.
- [6] 徐士良. FORTRAN 常用算法程序集[M]. 北京: 清华大学出版社, 1995.

## Calculation of Scattering Correction in TICT

WANG Yin - feng, YANG Xue - heng

(College of Science, Chongqing University, Chongqing 400044, China)

**Abstract:** In original data and from acquisition system of  $\gamma$  - ray, TICT contains counts coming from Compton scattering. We control the scattering photons entering detector by using back collimator in less detectors, but this method is restricted by space in real time ICT because of more detectors. This problem can be sloved by allowing Compton scattering photons entering detectors together with useful photons, and removing them from the total counts again. This paper establishes mathematical model of workpiece with rounded section for Compton scattering in TICT, the corresponding equations and design principle of program for correction are presented.

**Key words:** TICT; scattering correction; mathematical model

(责任编辑 张小强)