

文章编号:1006-2467(2013)04-0505-08

放射性废物桶层析 γ 扫描动网格重建技术分析

顾卫国, 王德忠, 刘 诚, 钱 楠

(上海交通大学 机械与动力工程学院, 上海 200240)

摘 要: 提出一种应用于层析 γ 扫描技术(Tomographic Gamma Scanning, TGS)发射重建的自适应动网格加密算法. 模拟了 3 种不同介质密度下不同位置单点源与多点源的 TGS 测量, 对透射与发射重建结果进行了分析. 结果表明, 在多数情况下动网格的发射重建误差明显低于固定网格, 网格数也少于固定网格; 随着发射源半径增大或介质密度的增大, 固定网格的发射重建误差也增大, 但是动网格的发射重建误差相对较小, 说明 TGS 在采用动网格进行发射重建后对整个废物桶截面以及对高密度介质均能取得较高的测量精度.

关键词: 层析 γ 扫描; 动网格; 发射重建

中图分类号: TL 81 **文献标志码:** A

Analysis on Reconstruction Technique Using Dynamic Grids in Tomographic Gamma Scanning Method for Radioactive Waste Drum

GU Wei-guo, WANG De-zhong, LIU Cheng, QIAN Nan

(School of Mechanical Engineering, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200240, China)

Abstract: A new image reconstruction algorithm employing dynamic grids technique was proposed for tomographic gamma scanning (TGS). The process of detection was simulated aiming at the single-point and multi-point sources in the matrix with three different densities. The results of the transmission reconstruction and emission reconstruction exhibit that the emission reconstruction error and grids number by using dynamic grids is less than that by using fixed grids in most cases respectively. Moreover, with the increase of the source position radius or the matrix density, the emission reconstruction error of fixed grids will increase, but the error still maintains the low level if dynamic grids are applied. It is indicated that the high detection accuracy is obtained for the full segment of radioactive waste drum filled with high density matrix if dynamic grids are used in TGS emission reconstruction.

Key words: tomographic gamma scanning; dynamic grids; emission reconstruction

核能的大规模应用和核材料的大量使用会产生大量的放射性废物. 据测算, 一个百万千瓦级的核电厂每年产生的中低放射性废物大概为 $70 \sim 100 \text{ m}^3$.

目前我国核电运行以来产生的放射性废物大量贮存在核电厂的废物暂存库内, 若不能得到及时处置, 将可能影响核电安全运行. 对此, 我国已制定了相应的

收稿日期: 2012-09-26

基金项目: 高等学校博士学科点专项科研基金(20120032130004), 国家自然科学基金(51106095, 11175118), 中国博士后科学基金(20110490717)资助项目

作者简介: 顾卫国(1979-), 男, 江苏省南通市人, 博士, 主要从事中、低放射性废物的活度探测研究. E-mail: guweiguo@sjtu.edu.cn.
王德忠(联系人), 男, 教授, 博士生导师, dzwang@sjtu.edu.cn.

国家标准,并要求在对放射性废物最终处置之前必须对放射性废物中的核素组成与活度进行准确鉴别与测量,为其暂存、运输和最终处置提供科学依据。

比较理想的放射性核废物测量技术是无损检测技术(Non-Destructive Assay, NDA)^[1],其中 Estep 等^[2]开发的层析 γ 扫描技术是比较先进的无损检测技术。目前,国外已有商业化的层析 γ 扫描系统^[3],但在测量速度和精度方面仍有待提高,这也制约了其在核电厂的广泛应用。国内对 TGS 技术的研究起步较晚,其中肖雪夫等^[4]对该技术的原理和机械结构等进行了基础研究,刘诚等^[5]利用实验开展了透射重建与发射重建研究,翁文庆等^[6-7]采用蒙特卡罗方法研究系统效率矩阵,张全虎等^[8-9]对透射图像的重建算法进行了研究,提出了平均径迹长度迭代法和蒙特卡罗统计迭代法。

上述这些研究还是基于传统的 TGS 重建方法,并不能解决 TGS 扫描时间过长以及在介质密度较大时测量精度较低等问题。事实上,废物桶内放射性核素是非均匀分布的,那些活度较大的核素多以点源和多点源的形式存在,TGS 的测量精度往往取决于对这些热点的准确测量。对点源准确定位需要划分大量的网格,因此需要从不同角度与位置对废物桶进行扫描,这使得 TGS 的测量时间过长。由于点源个数有限,如果采用自适应的动态网格对点源附近区域进行网格加密,其他区域则采用尺寸较大的粗网格,这样就能采用较少的网格实现对点源的准确定位来提高测量精度。同时,网格数的减少,也为 TGS 减少扫描次数带来可能。动网格和自适应加密网格技术已应用于一些成像技术,如电阻抗层析成像^[10];电容层析成像^[11];正电子发射断层扫描 PET^[12];单光子发射计算机断层扫描 SPECT^[13]和荧光分子断层扫描成像^[14]等,但在 TGS 中还未有应用。本文针对该问题,提出了一种适合 TGS 重建的动网格加密算法,并应用于 TGS 发射重建和分析在 TGS 中应用的特点。

1 TGS 扫描与动网格重建原理

TGS 系统在对中低放射性废物桶进行测量时会进行透射与发射扫描,系统布置如图 1 所示。透射扫描是指利用探测器对桶外透射源发出的且被桶内物质衰减的射线进行测量,通过透射重建来获得桶内物质对射线的衰减系数或物质密度分布的过程。发射扫描是指探测器对桶内发射源发出的射线进行测量,通过发射重建来获得桶内核素与活度分布的过程。

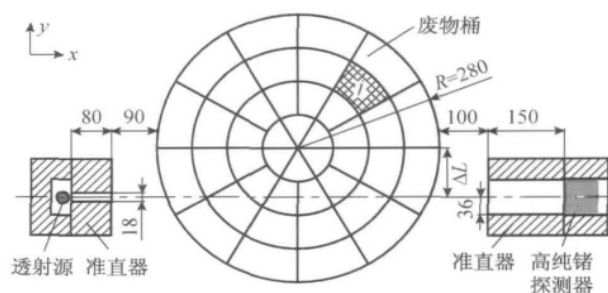


图 1 TGS 测量系统布局(mm)

Fig. 1 The layout of TGS detection system

TGS 在对废物桶进行扫描时,废物桶和探测器是静止并固定在某一位置,在计数率或扫描时间达到设定要求后完成一次扫描,然后改变探测器与废物桶的相对位置再进行下一次扫描。改变探测器与废物桶的相对位置主要由废物桶转动或探测器沿 y 方向平动来实现,其中转动是为了探测器能从不同角度对废物桶进行扫描,平动是为了探测器能从不同的偏心位置对废物桶进行扫描。在本文中,转动为 12 次,每次转动角度 30° ,平动 4 次,4 个不同的偏心距离(ΔL)分别为 35、105、175、245 mm,因此对一个截面共有 48 次扫描过程。

TGS 的透射与发射重建均是将样品每层划分为若干网格(见图 1),网格依据逆时针且从内到外的次序进行编号,以 j 标示。假定每个网格内的物质是均匀分布的,且核素在各网格内是以点源形式处于网格的几何中心。在该划分方式下,透射扫描与发射扫描的数学描述如下。

1.1 透射扫描

在透射扫描过程中,外置透射源发出的射线穿过废物桶且被桶内物质衰减。由比尔定理:

$$C_i^t = C_0 \cdot \exp\left(-\sum l_{ij}\mu_j\right) \quad (1)$$

式中: C_i^t 为第 i 次扫描时探测器测得的透射源发出的经过桶内物质衰减的射线计数率; l_{ij} 为第 i 次扫描时沿着透射源至探测器的方向经过第 j 个网格的射线的径迹长度; μ_j 为第 j 个网格的线衰减系数。式(1)可以转换为如下的向量形式:

$$L \cdot \mu = v \quad (2)$$

$$\mu = (\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_J)^T$$

$$v = (v_1, v_2, \dots, v_I)^T$$

式中: L 为由 l_{ij} 组成的 $I \times J$ 大小的系数矩阵; $v_i = -\ln(C_i^t/C_0)$ 。因此,TGS 的透射重建即为求解式(2)的线性方程组。

1.2 发射扫描

探测器测得的废物桶内发射源发出的射线的计数率可描述为

$$C_i^e = \sum_{0 < j \leq J} \alpha \varepsilon_{ij} a_{ij} A_j \quad (3)$$

式中: C_i^e 为第*i*次扫描时探测器测得的发射源发出的且经过衰减的射线计数率; α 为某能量的光子的分支比; A_j 为第*j*个网格内放射性核素的活度; ε_{ij} 为第*i*次扫描时探测器对第*j*个网格内的放射性核素在不计衰减情况下的探测效率; a_{ij} 为考虑衰减时的校正因子,

$$a_{ij} = \prod_{0 < k \leq J} \exp(-l_{ijk} \mu_k) \quad (4)$$

式中, l_{ijk} 为第*i*次扫描时第*j*个网格内的放射性核素发出的射线至探测器穿越*k*网格的径迹长度.

这样式(3)可以转换为如下的向量形式:

$$E \cdot A = C^e \quad (5)$$

式中, $A = (A_1, A_2, \dots, A_J)^T$; $C^e = (C_1^e, C_2^e, \dots, C_I^e)^T$; E 为 $I \times J$ 大小的系数矩阵,其中各元素 e_{ij} 为经过衰减校正的探测效率, $e_{ij} = \alpha \varepsilon_{ij} a_{ij}$.

因此,TGS的发射重建即为求解式(5)的线性方程组.

1.3 动网格重建原理

本文仅对发射重建采用动网格,以实现小尺寸网格对核素的准确定位.在透射重建中,如果网格太小会导致射线穿过该网格的径迹长度很小,或者甚至没有射线穿过该网格,这会使得求解式(2)的线性方程组出现较大的误差,因此透射重建的网格以尺寸适中均衡为宜.

考虑到TGS发射重建的特点,动网格采用逐次加密的重构方法.该方法是先设置较少的网格单元(粗网格)进行首次重建计算,并依据活度大小对网格进行排序,在对具有较大活度的若干网格进行分解加密后再进行重建,根据重建结果再进行网格加密,从而实现由粗网格到细网格的动态重构.为了便于对网格加密过程的控制,事先设定了最小的网格,即基网格,如图2(a)所示.基网格是在圆周方向48等分,半径方向8等分,共计384个网格.初始网格为最粗的网格划分,如图2(b)所示,共计6个网格.

网格加密在同时满足如下4个条件时进行:

(1) $A_j \geq \xi \sum A_j$, 该网格活度 A_j 大于某一阈值,阈值一般由该层总活度 $\sum A_j$ 乘以系数 ξ 来确定.由于实际发射源为活度水平多样的多点源情况,平均值水平不确定,故需要依据实际情况对该参数进行取值,一般取值范围为0.1~1.0,即阈值小于平均值,本文中 ξ 取为0.25.

(2) $N_{\text{step}} \leq N_{\text{max, step}}$, 一次加密时加密的网格数

N_{step} 小于规定值 $N_{\text{max, step}}$,以保证有一定的网格余量用于下一次的网格加密.该条件与条件(1)共同对一次加密的网格数起到限制作用.

(3) $N_{\text{total}} \leq N_{\text{max}}$,加密后的总网格数 N_{total} 小于设定网格数 N_{max} ,该设定的最大网格数一般选择为测量次数,这样保证未知数个数小于方程的个数.

(4) 该网格不是基网格,如果该网格已为最小尺寸的基网格,则不再进行分解加密.

针对不同形状的网格,分解方式如图2(c)与(d)所示,主要有一分为三与一分为四2种方式.

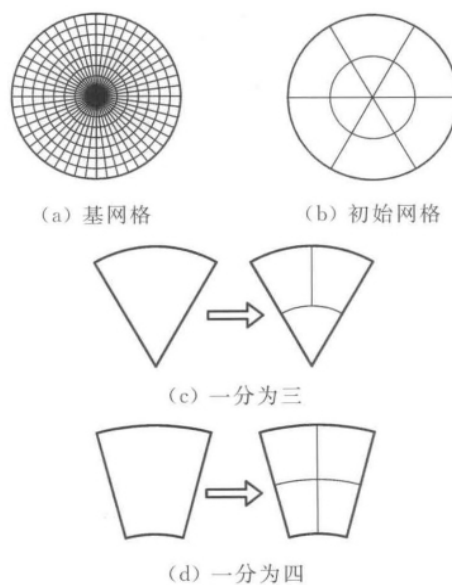


图2 网格加密示意图

Fig. 2 The sketch of grids refinement

2 TGS扫描设置

探测器、透射源和废物桶的位置布局见图1.废物桶采用核电厂的标准200 L钢桶,桶径560 mm、高约900 mm、桶壁厚1.2 mm.透射源准直器深80 mm、孔径18 mm、前端距桶壁90 mm.探测器准直器长150 mm、前端距桶壁100 mm、准直孔为边长60 mm的正方形通孔.探测器采用CANBERRA公司的P型同轴高纯锗探测器,晶体直径62 mm,长度59.5 mm,冷指井直径8 mm,冷指井长度45 mm,死层厚度约0.45 mm.透射源采用 ^{152}Eu ,选择0.344、0.779、0.964 MeV 3个能量的数据进行重建得到线衰减系数,再转换为密度即得到废物桶内物质的密度分布.发射源采用常见的 ^{137}Cs 点源,能量0.662 MeV.

本文对3种不同密度的均匀介质进行扫描,密度分别为0.5、1.0、2.5 g/cm³.发射源在废物桶内的位置如图3所示,由于介质均匀且网格对称,在0°

~60°范围内设定了 7 个不同半径(35、70、105、140、175、210、245 mm), 每个半径 20 个点(两点间距 3°), 共计 140 个点源位置. 由于点源位置较多, 且涉及 3 种不同密度, 因此扫描过程由蒙特卡罗方法进行数值模拟实现.

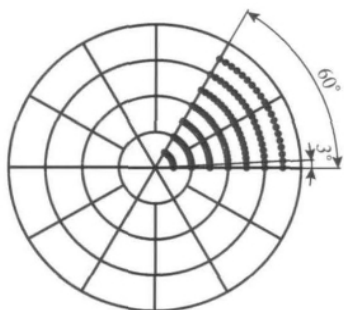


图 3 发射源位置布置图

Fig. 3 The layout of emission source positions

为了对比重建结果, 发射重建误差定义为

$$\Delta E = \frac{\sum A_j - A_{\text{true}}}{A_{\text{true}}} \times 100\% \quad (6)$$

式(6)即为重建得到的各网格内核素总活度 $\sum A_j$ 相对于真实总活度 A_{true} 的相对误差的百分比.

3 结果与分析

3.1 模拟扫描的实验验证

为了验证模拟扫描数据的准确性, 针对已有的实验数据采用蒙特卡罗方法进行模拟. 其中, 实验的点源为 ^{137}Cs , 在桶内位于半径 9 cm 处, 初始角度 170°. 该源于 2007 年 10 月份标定, 活度为 7.4 MBq, 通过半衰期换算在实验时的活度为 6.6 MBq. 填充的材料为尼龙, 密度为 1.15 g/cm³. 该实验的扫描设置为转动 24 次, 平动 4 次, 共计 96 次测量. 模拟扫描采用蒙特卡罗程序 MCNP-4C, 系统几何尺寸、材料、密度和发射源能量的设置均与真实情况相同, 模拟计算采用 F8 计数卡, 计算误差一般

在 1% 以内. 模拟得到的计数率和实验数据对比如图 4 所示.

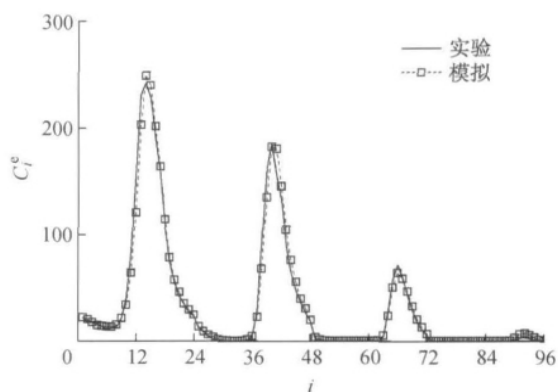


图 4 发射扫描的实验与数值模拟对比

Fig. 4 Comparison of the emission scanning by experiment and simulation

由图 4 可见, 实验测量与模拟计算的结果非常吻合. 图中, 1~24 次测量是在 ΔL 为 35 mm 时的扫描结果, 由于对废物桶的偏心距离最小, 扫描中具有最大的峰值, 此时实验的计数率为 242, 模拟计算的计数率为 248.7, 对实验的相对误差为 2.8%. 其他峰值相对较小, 实验与模拟的两者差异也较小. 可见, 采用蒙特卡罗方法能够比较准确地模拟 TGS 扫描过程.

3.2 透射重建

透射重建采用的网格如图 1 所示的废物桶内的网格设置, 网格数为 42. 透射重建采用 0.344、0.779、0.964 MeV 3 个能量的扫描数据来进行, 获得 3 个特征能量下桶内物质对射线的衰减系数, 再利用衰减系数与密度的对应关系分别计算出物质的密度, 经平均后的密度分布如图 5 所示. 图中的网格是基网格, 仅用于显示. 可见, 重建的密度近似均匀分布, 重建的 3 种情况的平均密度分别为 0.494、0.994、2.495 g/cm³, 与真实密度比较接近.

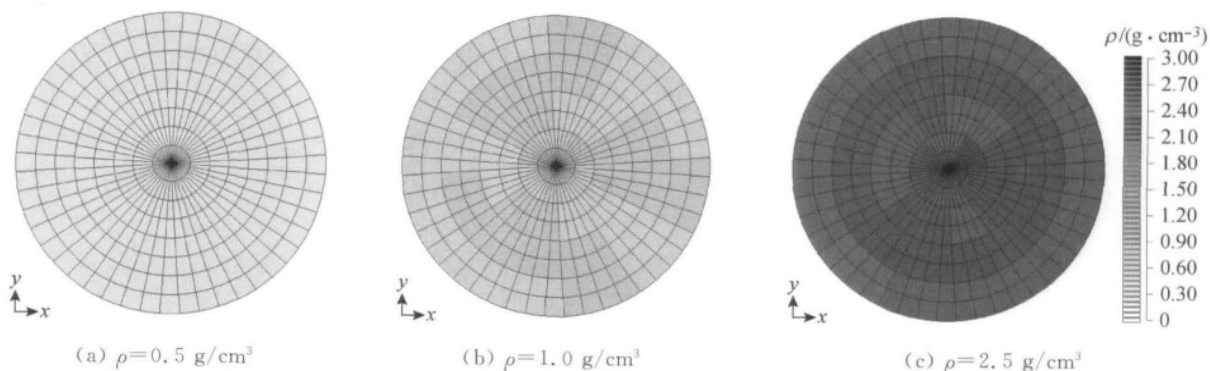


图 5 透射重建密度分布

Fig. 5 The distribution of density after transmission reconstruction

3.3 单点源发射重建

发射重建分别采用固定网格与动网格进行。固定网格的分布与透射重建相同,网格数为42。对于动网格重建,选择介质密度为 1.0 g/cm^3 、半径 $r=245\text{ mm}$ 、角度 $\theta=30^\circ$ 的点源进行举例说明,其动网格的生成过程如图6所示。第1步为初始网格,网格数为6个;重建后按照网格加密的规则进行分解加密,第2步加密后的网格数为8个;再次重建及加

密,第3步网格数为14个;在第4步时,网格已围绕点源被分解到基网格,最终的网格数为20个,明显小于固定网格的网格数。事实上,本文研究的所有点源一般也仅需要4~5步即可完成动网格的加密过程。由于开始的网格较少,且最终的网格数也少于固定网格的网格数,因此迭代计算速度相对较快,动网格的总耗时与固定网格无明显区别。

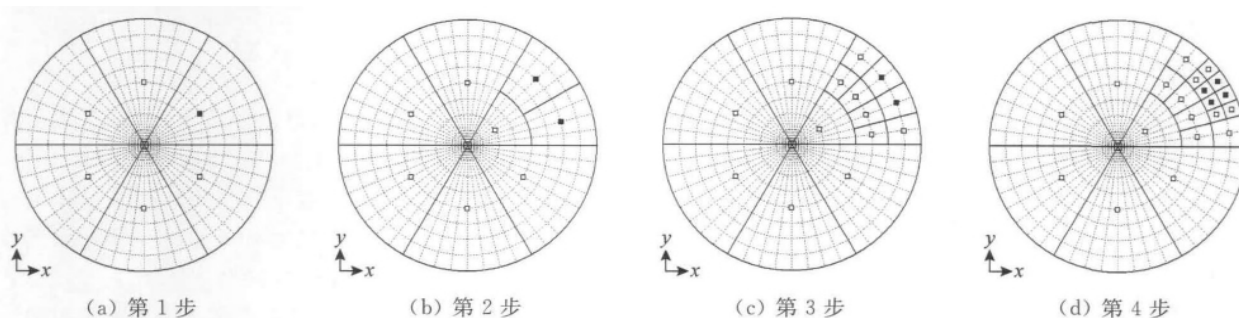


图6 某点源发射重建的动网格生成过程($r=245\text{ mm}$, $\theta=30^\circ$)

Fig. 6 The generation of dynamic grids in emission reconstruction for one point source at $r=245\text{ mm}$ and $\theta=30^\circ$

在介质密度为 1.0 g/cm^3 时,对不同半径不同角度下的点源进行固定网格与动网格的发射重建,其发射重建误差的对比如图7所示。图中:横坐标为点源位置的角度(θ);纵坐标为发射重建误差(ΔE)。由图可知,采用固定网格的发射重建误差在大多数情况下其数值都明显大于动网格的发射重建误差。固定网格发射重建误差较大的主要原因是,如果实际点源位置与网格中心有一定差距,这会导致探测

效率存在误差,从而引起重建结果的偏差。在半径为70、140、210 mm时,由于这些点源位置处于固定网格的网格交界处,发射重建误差均相对较大。在半径为245 mm时,这些点源位置距离探测器相对较近,位置的微小变化能造成探测效率的大幅变化,因此该半径下的发射重建误差峰值更大,并且出现周期性变化。在角度为零时,该位置处于网格交界处,离网格中心最远,因此发射重建误差最高达到121%;

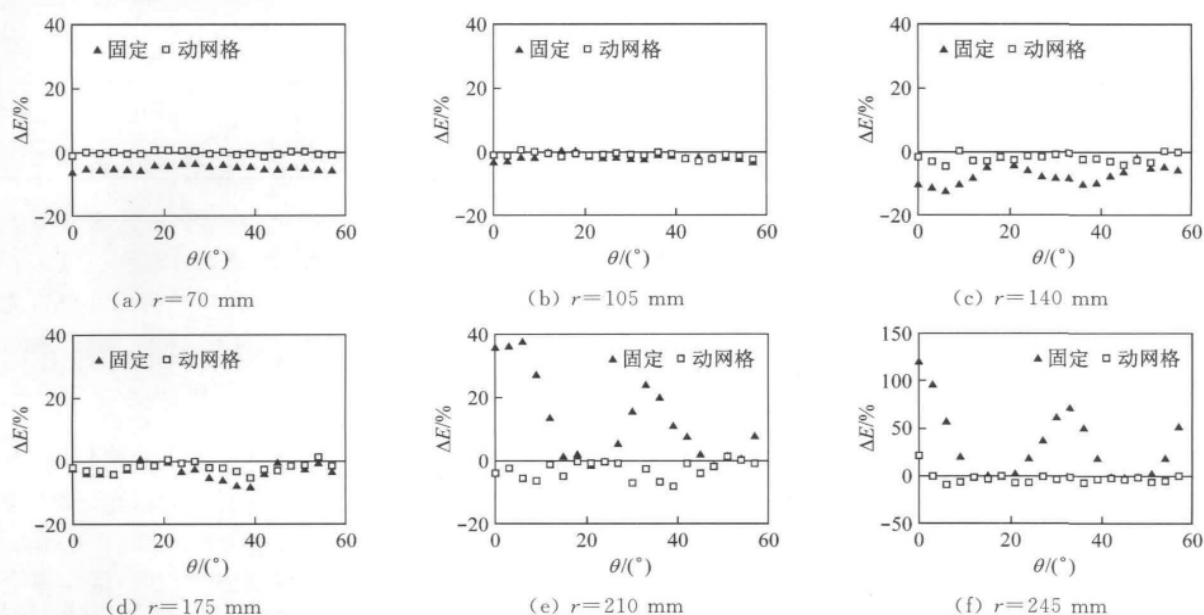


图7 不同位置点源发射重建误差对比($\rho=1.0\text{ g/cm}^3$)

Fig. 7 Comparison of the emission reconstruction error for the point source at different positions when $\rho=1.0\text{ g/cm}^3$

而当角度为 15° 或 45° 时, 该处及附近点源与网格中心非常靠近, 因此发射重建误差接近于零. 如果采用动网格, 由于它能够加密生成更小的网格, 不同角度的点源总有相应的网格与之接近, 故发射重建误差在整个角度分布范围内均比较小. 可见, 动网格能够起到对点源准确定位的作用, 降低发射重建误差.

图 8 所示为由蒙特卡罗程序 MCNP-4C 计算得到的没有物质衰减时与探测器等高的水平面内的探测效率(ϵ)分布图. 图中, 横坐标和纵坐标分别是空间上的点距离探测器的 x 和 y 方向的距离. 由图 1 可知, 探测器在 x 方向距离废物桶最近为 250 mm, 因此从该位置开始计算探测效率, 在 x 和 y 方向每隔 10 mm 选取一个计算点计算探测效率. 从分布图可以看出, 在准直器张角内距离探测器越近探测效率的变化梯度越大. 图 7 显示了随着发射源所在位置半径的增加, 发射重建误差的峰值也逐渐增加, 其原因就是当点源半径越大, 发射扫描时会在某个角度下离探测器越近, 此时探测效率数值较大且又容易因空间位置产生较大的偏差, 因此发射重建的误差相对较大.

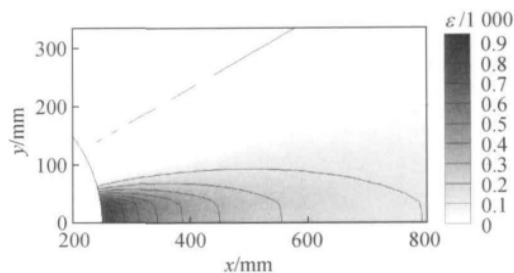


图 8 没有物质衰减的探测效率分布

Fig. 8 The distribution of detection efficiency without the attenuation by matrix

在同一半径 r 下, 随着 θ 的改变, 发射重建误差 ΔE 也存在波动. 因此将 ΔE 平均后进行统计分析. 表 1 列出了 3 种不同密度下, 在 7 个不同点源半径时的固定网格与动网格的平均发射重建误差, 其中固定网格以下标 F 表示, 动网格以下标 D 表示. 由于实际的发射重建误差有正有负, 在计算平均误差时是先取绝对值然后再进行平均. 同时, 表中也列出了动网格的平均网格数, 固定网格的网格数均为 42, 未在表中列出.

表 1 不同密度不同点源半径下平均发射重建误差与网格数

Tab. 1 The mean emission reconstruction error and grids number at different source's radiuses and matrix's densities

r/mm	$\rho=0.5 \text{ g/cm}^3$			$\rho=1.0 \text{ g/cm}^3$			$\rho=2.5 \text{ g/cm}^3$		
	$\Delta E_F/\%$	N_D	$\Delta E_D/\%$	$\Delta E_F/\%$	N_D	$\Delta E_D/\%$	$\Delta E_F/\%$	N_D	$\Delta E_D/\%$
35	0.68	30	0.60	0.87	30	1.43	4.13	30	6.96
70	0.99	26	0.95	4.78	26	0.53	5.64	24	5.64
105	0.71	28	0.70	1.66	28	1.15	7.14	22	4.51
140	2.13	27	0.90	7.11	27	2.17	17.65	26	4.86
175	1.48	26	1.21	3.07	25	2.15	8.07	25	2.67
210	4.64	23	1.22	12.84	23	3.04	60.32	23	7.04
245	7.27	19	2.43	31.94	19	4.55	206.29	19	7.82

由表 1 可以发现, 除了在半径为 35 mm 处两者相差不大外, 其他较大的半径下, 动网格的平均发射重建误差要不同程度地小于固定网格的平均误差. 点源半径增大时, 动网格与固定网格在平均发射重建误差上的差异越明显. 废物桶内介质密度增大时, 这种差异更加明显. 在密度为 0.5 g/cm^3 时, 固定网格的平均发射重建误差最大为 7.27%, 动网格为 2.43%; 而当密度为 2.5 g/cm^3 时, 固定网格最大的发射重建误差达到 206.29%, 而动网格仅为 7.82%. 密度大造成了发射重建误差大, 主要是由于探测效率还需要经过衰减校正, 而当密度大时衰减系数也越大, 这会进一步增大探测效率的偏差. 通过以上对比可以发现, 动网格在发射重建精度上比固

定网格具有非常明显的优势, 3 个不同密度下的平均发射重建误差分别为 2.43%、4.55%、7.82%. 同时在网格数量上, 平均最多采用了 30 个网格, 尤其是在靠近壁面位置, 网格数仅在 20 个左右, 远远小于固定网格的 42 个.

3.4 多点源发射重建

在对单点源的发射重建进行分析的同时, 随机选取了 100 组多点源情况进行发射重建. 多点源是对上述半径为 35、140 和 245 mm 3 个半径下 60 个单点源随机选取 3 个点源组成的, 且不限定每个半径选取的点源数. 然后将选定位置点源的发射扫描数据进行叠加, 以此作为 3 点源情况下的发射扫描数据. 对 100 组多点源情况进行发射重建, 并对发射

重建误差进行概率统计分析,结果如图9所示.图中:横坐标为发射重建误差(ΔE);纵坐标为在某子区间内的概率($P_{\Delta E}$).由于3个密度的误差分布范围不同,密度为 0.5 g/cm^3 时选取的统计区间为

$-10\%\sim 30\%$,密度为 1.0 g/cm^3 时区间为 $-20\%\sim 60\%$,密度为 2.5 g/cm^3 时区间为 $-40\%\sim 200\%$.3种情况均分为16个子区间,因此子区间的宽度分别为 2.5% 、 5% 和 15% .

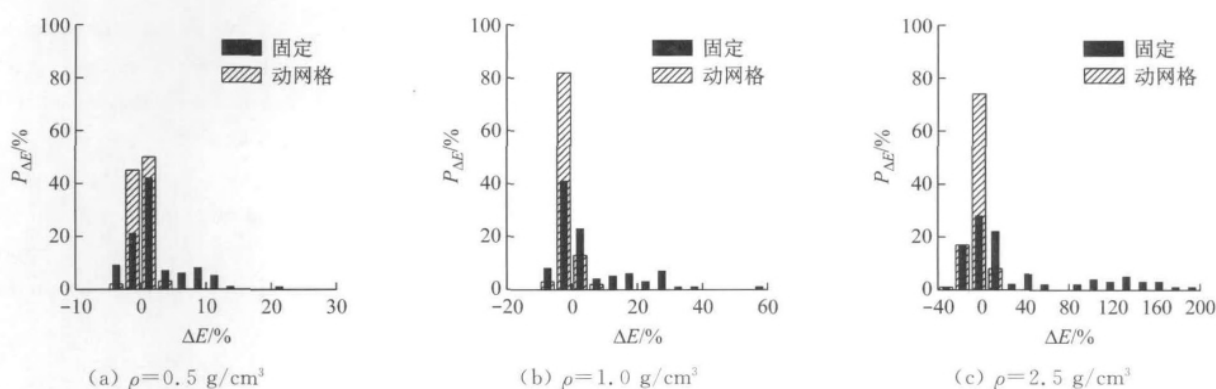


图9 多点源情况下发射重建误差的概率分布

Fig. 9 The probability distribution of emission reconstruction error of multi-point emission sources

由图9可见,在3个密度下动网格的概率分布范围均要窄于固定网格,在密度为 0.5 g/cm^3 时主要分布在 $\pm 2.5\%$ 之间,在密度为 1.0 g/cm^3 时主要分布在 $\pm 5\%$ 之间,在密度为 2.5 g/cm^3 时主要分布在 $-25\%\sim 20\%$ 之间.固定网格虽然在以上区间有相对较大的概率,但在其他区间也有不同程度的分布.

同样,对发射重建误差进行统计平均,结果如表2所示.多点源的情况下动网格的平均发射重建误差在3个密度下分别为 0.84% 、 1.71% 和 6.66% ,明显低于固定网格的 3.08% 、 7.39% 和 41.53% .由于是多点源,动网格的网格数要多于单点源的情况,但也略少于固定网格的42个.可见,动网格对多点源的发射重建在重建精度上也明显优于固定网格.

表2 不同密度下多点源的平均发射重建误差与网格数

Tab. 2 The mean emission reconstruction error and grids number at different densities in multi-point sources case

$\rho/(\text{g} \cdot \text{cm}^{-3})$	N_F	$\Delta E_F/\%$	N_D	$\Delta E_D/\%$
0.5	42	3.08	36	0.84
1.0	42	7.39	34	1.71
2.5	42	41.53	31	6.66

4 结 论

本文将动网格应用于层析 γ 扫描(TGS)技术的发射重建,通过分析不同密度下的单点源与多点源的发射重建误差,得到如下结论:

(1) 在多数情况下,动网格的发射重建误差明

显低于固定网格,网格数也少于固定网格.这是由于动网格在发射重建中能够利用加密的细网格对发射源进行准确定位,提高探测效率计算的准确性,从而降低发射重建误差.

(2) 随着发射源半径增大,发射重建误差呈增长趋势.采用动网格后,在半径较大的位置也能获得较低的发射重建误差,在整个二维平面都具有较高的测量精度.

(3) 随着废物桶内介质密度的增大,发射重建误差也呈增长趋势.采用动网格后,虽然发射重建误差也随之增大,但增长幅度远远低于固定网格.采用动网格进行发射重建能够大大提高在高密度情况下的重建精度.

参考文献:

- [1] 杨明太,张连平.桶装核废物的非破坏性分析[J].核电子学与探测技术,2003,23(6):600-603.
YANG Ming-tai, ZHANG Lian-ping. Non-destructive assay of nuclear waste in drum[J]. Nuclear Electronics and Detection Technology, 2003, 23(6): 600-603.
- [2] Estep R J, Prettyman T H, Sheppard G A. Tomographic gamma scanning to assay heterogeneous radioactive waste[J]. Nuclear Science and Engineering, 1994, 118:145-152.
- [3] Ramkumar V, Marcel Villani, Stephen C, et al. An integrated tomographic gamma scanning system for non-destructive assay of radioactive waste[J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2007, 579(1):375-379.

- [4] 肖雪夫, 夏益华, 吕峰, 等. 用于固体放射性废物无损定量测量的 TGS 图像重构技术[J]. 辐射防护, 2001, 21(1): 1-10.
XIAO Xue-fu, XIA Yi-hua, LÜ feng, *et al.* Tomographic gamma scanning for nondestructive assay of heterogeneous solid radioactive waste in drum[J]. **Radiation Protection**, 2001, 21(1): 1-10.
- [5] 刘诚, 王德忠, 戚屯锋, 等. 核废物桶放射性探测的层析 γ 扫描技术[J]. 上海交通大学学报, 2010, 44(9): 1287-1291.
LIU Cheng, WANG De-zhong, QI Tun-feng, *et al.* Tomographic gamma scanning technique for radioactivity detection of nuclear waste drum[J]. **Journal of Shanghai Jiaotong University**, 2010, 44(9): 1287-1291.
- [6] 成雨, 翁文庆, 白云飞, 等. 层析 γ 扫描技术效率矩阵计算模型分析与修正[J]. 上海交通大学学报, 2008, 42(9): 1471-1473.
CHENG Yu, WENG Wen-qing, BAI Yun-fei, *et al.* Analysis and correction of scale model of tomographic gamma scanning efficiency matrix [J]. **Journal of Shanghai Jiaotong University**, 2008, 42(9): 1471-1473.
- [7] 翁文庆, 王德忠, 张勇, 等. 层析 γ 扫描透射图像重建算法研究[J]. 核技术, 2008, 31(5): 396-400.
WENG Wen-qing, WANG De-zhong, ZHANG Yong, *et al.* Reconstruction algorithm of transmission image in tomographic gamma scanning[J]. **Nuclear Techniques**, 2008, 31(5): 396-400.
- [8] Zhang Q H, Hui W H, Wang D, *et al.* A novel algorithm for transmission image reconstruction of tomographic gamma scanners[J]. **Nuclear Science and Techniques**, 2010, 21: 177-181.
- [9] 张全虎, 杨道军, 何彬, 等. 层析 γ 扫描中的探测效率刻度[J]. 原子能科学技术, 2008, 42(11): 1043-1047.
ZHANG Quan-hu, YANG Dao-jun, HE Bin, *et al.* Calibration of detection efficiency in homographic gamma scanning[J]. **Atomic Energy Science and Technology**, 2008, 42(11): 1043-1047.
- [10] Min Chan Kim, Kyung Youn Kim, Kyung Jin Lee, *et al.* Electrical impedance imaging of phase boundary in two-phase systems with adaptive mesh regeneration technique[J]. **International Communications in Heat and Mass Transfer**, 2005, 32(7): 954-963.
- [11] Wang Hua-xiang, Tang Lei, Cao Zhang. An image reconstruction algorithm based on total variation with adaptive mesh refinement for ECT[J]. **Flow Measurement and Instrumentation**, 2007, 18(5-6): 262-267.
- [12] Zhu Hong-qing, Shu Hua-zhong, Zhou Jian, *et al.* Conditional entropy maximization for PET image reconstruction using adaptive mesh model[J]. **Computerized Medical Imaging and Graphics**, 2007, 31(3): 166-177.
- [13] Brankov J G, Yang Yong-yi, Wernick M N. Tomographic image reconstruction based on a content-adaptive mesh model[J]. **IEEE Transactions on Medical Imaging**, 2004, 23(2): 202-212.
- [14] Wang Dai-fa, Song Xiao-lei, Bai Jing. Adaptive-mesh-based algorithm for fluorescence molecular tomography using an analytical solution[J]. **Optics Express**, 2007, 15(15): 9722-9730.

下期发表论文摘要预报

基于连续谱修正的标准温度法的钨极惰性 气体保护焊电弧温度场分析

肖 笑, 华学明, 李 芳, 吴毅雄

(a. 上海交通大学 材料科学与工程学院, 上海 200240;

b. 上海市激光制造与材料改性重点实验室, 上海 200240)

摘 要: 基于光谱学理论分析氩原子谱线波长为 794.8 nm 的特征谱发射系数、连续谱发射系数和总发射系数与温度之间的关系, 以及连续谱对标准温度法的影响, 并对标准温度法的曲线进行修正; 利用具有高速摄影的电弧光谱采集系统拍摄氩原子波长为 794.8 nm 的特征谱的电弧图像; 根据修正后的标准温度法计算直流钨极惰性气体保护焊电弧温度场的分布, 对修正前、后的电弧温度场加以比较. 结果表明, 考虑连续谱时, 电弧的温度有所升高. 结合光谱仪拍摄的电弧谱线强度分布规律, 说明连续谱对氩原子波长为 794.8 nm 的特征谱的温度计算结果影响较小.