文章编号:1001-2060(2024)08-0137-09

# 热平衡法在 S – CO<sub>2</sub> 管内流动换热实验中的 应用与改进

#### 张帮辉,高明,任燕,杨其国

(上海理工大学能源与动力工程学院,上海 200093)

摘 要:为了解决 S-CO<sub>2</sub> 水平管内流动换热实验中由于管道周向温度分布不均匀而导致的内壁温计算误差问题, 将原有的热平衡法进行了改进,基于体积发热率法计算内热源项,并对底层节点温度进行再计算。结果表明:改进 的热平衡法扩展了原有热平衡法的适用范围,使之能够应用于水平管交流电加热情况,计算得到的内壁面温度更 接近精确值。

关键 词:超临界二氧化碳;实验;换热;热平衡法

中图分类号:TK221 文献标识码:A DOI:10.16146/j. cnki. rndlgc. 2024. 08. 016

[**引用本文格式**]张帮辉,高 明,任 燕,等. 热平衡法在 S-CO<sub>2</sub>管内流动换热实验中的应用与改进[J]. 热能动力工程,2024, 39(8):137-145. ZHANG Banghui, GAO Ming, REN Yan, et al. Application and improvement of the heat balance method in flow and heat transfer experiments within S-CO<sub>2</sub> flow channels[J]. Journal of Engineering for Thermal Energy and Power, 2024, 39(8):137-145.

## Application and Improvement of the Heat Balance Method in Flow and Heat Transfer Experiments within S-CO<sub>2</sub> Flow Channels

ZHANG Banghui, GAO Ming, REN Yan, YANG Qiguo

(School of Energy and Power Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai, China, Post Code: 200093)

Abstract: In order to solve the problem of calculation errors in the inner wall temperature due to uneven circumferential temperature distribution in  $S-CO_2$  horizontal tube during flow and heat transfer experiments, the original thermal balance method has been improved. The internal heat source term is calculated based on the volumetric heating rate method, and the temperature of the bottom node is recalculated. The results show that the improved thermal balance method extends the applicability of the original thermal balance method, allowing it to be applied to AC electric heating in horizontal tubes. The calculated inner wall temperature is closer to the accurate value.

Key words: supercritical carbon dioxide, experiment, heat transfer, thermal balance method

引 言

自从超临界流体被发现以来,由于其出色的流

动换热性能,超临界流体逐渐被广泛应用于火力发 电<sup>[1-3]</sup>、航空航天<sup>[4]</sup>以及制冷<sup>[5]</sup>等工业领域之中, 已经成为现代工业不可缺少的一部分。而近些年 来,临界参数更低且具有良好热物性的超临界二氧

基金项目:国家自然科学基金(51976127)

Fund-supported Project: National Natural Science Foundation of China (51976127)

收稿日期:2024-01-04; 修订日期:2024-04-11

作者简介:张帮辉(1996 - ),男,上海理工大学硕士研究生.

通信作者:高 明(1982 - ),男,上海理工大学教授.

化碳的相关课题研究热度逐年攀升<sup>[6]</sup>。为了更充 分地开发超临界二氧化碳的应用潜力,各国学者对 基础物性与相关机械性能等多个课题展开了广泛深 入的研究<sup>[7-11]</sup>。S-CO<sub>2</sub>在高于临界压力的各个压 力点上物性会发生激烈变化,导致S-CO<sub>2</sub>在管内流 动换热时将在局部产生温度峰值,发生传热恶化。 传热恶化的发生将可能导致设备运行时发生超温爆 管,严重危害热力系统的安全运行。

因此,国内外大量学者对超临界二氧化碳的管 内流动换热特性进行了实验研究。Konstantinos 等 人<sup>[12]</sup>在内径为4和8mm的水平管中进行了超临界 二氧化碳对流换热实验,结果表明,S-CO<sub>2</sub>在水平 管内流动时产生了强烈的温度分层现象,最大温差 超过90K,并且在管顶部出现局部温度峰值,导致 传热恶化现象,并且管径越大温度分层越明显。颜 建国等人<sup>[13]</sup>曾在内径2mm的水平小圆管中展开过 高热流低流速的对流传热实验,实验结果表明,即使 在小圆管中管道顶、底部壁温依然出现明显差异,说 明浮力在小直径管道中也能造成明显影响。

在这些实验研究中,通常将夹持电极的不锈钢 管作为实验段,通过直流电或交流电进行电加热。 由于实验目的是探究传热恶化现象,因此用于计算 Nu 的内壁面温度是需要测量的核心参数之一。通 常通过布置热电偶测量外壁温,再根据一维稳态导 热方程推导出内壁温<sup>[14]</sup>。然而,由于该公式是基于 一维稳态导热形式的导热微分方程推导得到的,在 管顶部及底部具有明显温差时,已经不符合一维稳 态导热方程的前提,因此在这种情况下使用公式计 算管道内壁温将可能存在计算误差。本文针对水平 管中 S-CO<sub>2</sub> 流动换热实验时使用的计算内壁温方 法展开研究,对基于热平衡法的内壁温计算方法进 行改进,扩展了其应用范围并提高了计算精度,另外 还探究了不同参数对热平衡法计算精度的影响。

## 1 计算方法

#### 1.1 一维稳态导热公式

国内外学者在对 S-CO<sub>2</sub> 的管内流动换热特性 进行实验研究时,通常利用热电偶测得管道外壁面 温度,之后通过公式推导计算得到内壁面温度。首 先,将圆柱坐标系下的导热微分方程改写成有内热 源的一维稳态导热形式:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r} \left(\lambda r \,\frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}r}\right) + q_{\mathrm{v}}r = 0 \tag{1}$$

根据外壁面绝热的实验条件可以建立边界 条件:

$$r = \frac{d_{o}}{2}, \qquad \frac{dt}{dr} = 0, t = T_{w,o}$$

$$r = \frac{d_{i}}{2}, \qquad t = T_{w,i}$$
(2)

将边界条件代入式(1)中并进行两次积分计算 后,得到基于一维稳态导热的内壁温计算公式:

$$T_{\rm w,i} = T_{\rm w,o} + \frac{1}{16\lambda} q_{\rm v} (d_{\rm o}^2 - d_{\rm i}^2) - \frac{q_{\rm v} d_{\rm o}^2}{8\lambda} \ln\left(\frac{d_{\rm o}}{d_{\rm i}}\right) \quad (3)$$

式中: $T_{w,i}$ —管道內壁温,K; $T_{w,o}$ —管道外壁温,K;  $\lambda$ —管壁导热系数,W/(m·K); $d_o$ —管道外径,m;  $d_i$ —管道内径,m;r—半径,m; $q_v$ —体积发热率, W/m<sup>3</sup>。

#### 1.2 热平衡法

Xu 等人<sup>[15]</sup>提出了一种基于热平衡法计算内壁 温的计算方法,用于解决水 – 汽水平管内两相流中 的热传导反问题。这一方法也在后来被其他学者用 于超临界水蒸气水平管内流动换热实验<sup>[16]</sup>和竖直 管道非均匀加热实验研究中。

圆柱坐标系的二维离散网格如图 1 所示,每个 节点 N、W、P、E 和 S 的温度代表周围网格区域的温 度。每个网格的高度为 δr,弧度为 δθ。



根据傅里叶导热定律可以导出 *t<sub>p</sub>*点上的能量守 恒的表达式(4)。其中,*r*为该处节点的半径。移项 后,可以得到式(5)。

$$\begin{split} \lambda_{W} \frac{t_{W} - t_{P}}{r_{P} \delta \theta} \,\delta r \,+\, \lambda_{N} \,\frac{t_{N} - t_{P}}{\delta r} \Big( r_{P} \,+\, \frac{1}{2} \,\delta r \Big) \delta \theta \,+\, \lambda_{E} \\ \frac{t_{E} - t_{P}}{r_{P} \delta \theta} \,\delta r \,+\, \lambda_{S} \,\frac{t_{S} - t_{P}}{\delta r} \Big( r_{P} \,-\, \frac{1}{2} \delta r \Big) \delta \theta \,+\, b \,=\, 0 \qquad (4) \\ t_{P} \bigg( \frac{\lambda_{W} \delta r}{r_{P} \delta \theta} \,+\, \frac{\lambda_{N} (r_{P} \,+\, \frac{1}{2} \delta r) \delta \theta}{\delta r} \,+\, \frac{\lambda_{E} \delta r}{r_{P} \delta \theta} \,+\, \frac{\lambda_{S} (r_{P} \,-\, \frac{1}{2} \delta r) \delta \theta}{\delta r} \bigg) = \\ t_{W} \bigg( \frac{\lambda_{W} \delta r}{r_{P} \delta \theta} \bigg) \,+\, t_{N} \bigg( \frac{\lambda_{N} (r_{P} \,+\, \frac{1}{2} \delta r) \delta \theta}{\delta r} \bigg) \,+\, t_{E} \bigg( \frac{\lambda_{E} \delta r}{r_{P} \delta \theta} \bigg) \,+\, t_{S} \bigg( \frac{\lambda_{S} (r_{P} \,-\, \frac{1}{2} \delta r) \delta \theta}{\delta r} \bigg) \,+\, b \qquad (5) \end{split}$$

对式(5)进行简化,令:

$$\begin{cases} a_{W} = \frac{\lambda_{W}\delta r}{r_{P}\delta\theta} \\ a_{N} = \frac{\lambda_{N}(r_{P} + \frac{1}{2}\delta r)\delta\theta}{\delta r} \\ a_{E} = \frac{\lambda_{E}\delta r}{r_{P}\delta\theta} \\ a_{S} = \frac{\lambda_{S}(r_{P} - \frac{1}{2}\delta r)\delta\theta}{\delta r} \\ a_{P} = a_{W} + a_{N} + a_{E} + a_{S} \end{cases}$$
(6)

可以将式(5)改写为式(7),并进一步得到计算下一层节点温度 t<sub>s</sub>的公式(8):

$$a_{P}t_{P} = a_{W}t_{W} + a_{N}t_{N} + a_{E}t_{E} + a_{S}t_{S} + b$$
(7)

 $t_{s} = (a_{p}t_{p} - a_{w}t_{w} - a_{E}t_{E} - a_{N}t_{N} - b)/a_{s}$  (8) 式中:  $t_{w}, t_{N}, t_{s}, t_{E}, t_{p}$ —网格中的不同相对位置的节 点温度, K;  $\delta r$ —单层网格高度, m;  $\delta \theta$ —单个网格弧 度, rad; b—内热源项, W; a—公式简化变量; r—网格 节点半径, m; t—网格节点温度, K;  $\lambda$ —网格节点处 导热系数, W/(m·K)。

## 1.3 边界处理与计算方法

由于水平管道截面温度分布沿垂直轴对称,因 此只需对一半区域进行网格划分与计算,网格划分 方式可参考图2的管道截面网格。假设网格共有*M* 层*N*列,定义最外层网格为第1层,即第1层温度节 点坐标为 *t*(1,1)~*t*(1,*N*),最内层节点坐标为 *t*(*M*,1)~*t*(*M*,*N*)。实际的网格划分层数和列数可 自行调整,由于外边界上的温度分布由布置在管道 外壁面上的热电偶数量直接测得,因此实际使用该 方法时的网格列数由同一截面上布置的热电偶数量 决定。



图 2 网格划分示意图 Fig. 2 Grid partition illustration

图 3 为通过第 1 层节点计算第 2 层节点温度时的计算区域。第 1 层节点(*t*(1,1) ~ *t*(1,*N*))温度由热电偶测得,第 2 层节点温度根据第 1 层节点温度计算得到。



图 3 第 1 层节点 Fig. 3 First-level node

在图 3 所示的计算区域中,根据外壁面绝热的 边界条件,可以列出第 1 层网格上的热平衡表达 式(9),推导后易得公式(10),并通过式(11)将公 式(10)简化为公式(12)。

$$\lambda_{W} \frac{t_{W} - t_{P}}{r_{P}\delta\theta} \frac{1}{2} \delta r + \lambda_{E} \frac{t_{E} - t_{P}}{r_{P}\delta\theta} \frac{1}{2} \delta r + \lambda_{S} \frac{t_{S} - t_{P}}{\delta r} \cdot (r_{P} - \frac{1}{2}\delta r) \delta\theta + b_{top} = 0 \qquad (9)$$

$$t_{P} \left( \frac{\lambda_{W}\delta r}{2r_{P}\delta\theta} + \frac{\lambda_{E}\delta r}{2r_{P}\delta\theta} + \frac{\lambda_{S}(r_{P} - \frac{1}{2}\delta r) \delta\theta}{\delta r} \right) = t_{W} \left( \frac{\lambda_{W}\delta r}{2r_{P}\delta\theta} \right) + t_{E} \left( \frac{\lambda_{E}\delta r}{2r_{P}\delta\theta} \right) + t_{S} \left( \frac{\lambda_{S}(r_{P} - \frac{1}{2}\delta r) \delta\theta}{\delta r} \right) + b_{top} \qquad (10)$$

$$\begin{cases} a_{W,\text{half}} = \frac{\lambda_W \delta r}{2r_P \delta \theta} \\ a_{E,\text{half}} = \frac{\lambda_E \delta r}{2r_P \delta \theta} \\ a_S = \frac{\lambda_S (r_P - \frac{1}{2} \delta r) \delta \theta}{\delta r} \end{cases}$$
(11)

 $(a_{P,\text{top}} = a_{W,\text{half}} + a_{E,\text{half}} + a_{S})$ 

 $a_{P,top}t_p = a_{W,half} t_W + a_{E,half} t_E + a_S t_S + b_{top}$  (12) 进行移项后可以得到通过第1层温度计算第2 层温度的计算公式.

 $t(2, 1 \sim N) = t_{S} = (a_{P, \text{top}} t_{P} - a_{W, \text{half}} t_{W} - a_{E, \text{half}} t_{E} - b_{\text{top}}) / a_{S}$ (13)

式中:t(2,1~N)一第2层网格节点温度。

#### 1.4 底层节点再计算

在文献[15]方法中,计算最后一层时,并没有 使用内壁面的壁面热流密度条件,而是直接通过公 式(8)根据前两层节点温度对第3层节点温度进行 计算。而在超临界流体管内流动换热实验中,内壁 面的壁面热流密度 q<sub>in</sub>通常是容易计算得到的,对于 直接在管道上施加电流进行加热的方式,内壁面的 壁面热流密度是均匀的,且可由管道上的电压 U 和 电流 I 计算得到:

$$q_{\rm in} = \frac{UI}{A} = \frac{UI}{\pi d_i L} \tag{14}$$

式中:q<sub>in</sub>一壁面热流密度,W/m<sup>2</sup>;U—电压,V;I—电 流,A;A—内管壁面积,m<sup>2</sup>;L—管道长度,m。

图 4 为进行最内层节点温度再计算时的网格区 域。增加了壁面热流密度条件后,根据热平衡法可 以导出最内层的能量守恒表达式:

$$\lambda_{W} \frac{t_{W} - t_{P}}{r_{P} \delta \theta} \frac{1}{2} \delta r + \lambda_{N} \frac{t_{N} - t_{P}}{\delta r} \Big( r_{P} + \frac{1}{2} \delta r \Big) \delta \theta + \lambda_{E} \frac{t_{E} - t_{P}}{r_{P} \delta \theta} \frac{1}{2} \delta r + b_{\text{bottom}} - q_{\text{in}} r_{P} \delta \theta = 0$$
(15)

利用前文的简化公式(6)与式(11)以及式(16),可将式(15)简化为式(17):

$$a_{P,\text{bottom}} = a_{W,\text{half}} + a_{E,\text{half}} + a_N \tag{16}$$

$$a_{P,\text{bottom}}t_P = a_{W,\text{half}}t_W + a_{E,\text{half}}t_E + a_N t_N + b_{\text{bottom}} - q_{\text{in}}r_P \delta\theta$$
(17)

$$t_{P} = (a_{W,\text{half}} t_{W} + a_{E,\text{half}} t_{E} + a_{N} t_{N} + b_{\text{bottom}} - q_{\text{in}} r_{P} \delta\theta) / a_{P,\text{bottom}}$$
(18)



图 4 最内层节点 Fig. 4 Innermost node

因此,在改进后的方法中,首先通过式(13)根 据第1层的节点温度值计算第2层节点温度,然后 利用式(8)对内部的第3层至最后一层节点进行计 算,最后通过式(18)对最内层节点温度再次计算。

由于只建立了一半网格,在计算网格侧边界上 的点时需进行特殊处理,如图5所示。为方便叙述, 定义水平管道内壁面顶母线位置为管顶,定义水平 管道内壁面底母线位置为管底。因为截面上的温度 沿侧边界对称,所以在管道的顶部网格侧边进行计 算时,可设置一个额外的虚拟温度节点 $t'_w$ ,该节点 温度与第2列温度相同,即 $t'_w = t_E$ ,在计算式(13)、 式(8)、式(18)时将式中对应的 $t_w$  替换为 $t_E$ 。对于 管道底部网格侧边界,可使用类似方法建立与倒数 第2列温度相同的虚拟温度节点列,即 $t'_E = t_W$ 。



图 5 网格侧边界处理

Fig. 5 Handling of grid side boundary

#### 1.5 内热源项的处理

在文献[15]中,对于内热源项 b 进行计算,使用的计算式为:

$$b(i,j) = \frac{U^2}{R(i,j)} \tag{19}$$

式中:b(i,j)—控制体的内热源发热功率,W; R(i,j)—控制体的电阻, $\Omega$ ;U—施加在控制体上的 电压,V。 这一计算方法也能够应用于整根管道上的体积 发热率不均匀的情况<sup>[17]</sup>,且只能应用于在管道上施 加直流电进行电加热的情况,若实验采用交流电进 行加热<sup>[18]</sup>时则不能使用该方法。因此,在管道上进 行均匀电加热时,可以通过电加热功率直接计算体 积发热率作为内热源项,这样不仅能对施加直流电 的情况进行计算,同样能够应用于施加交流电的 情况。

体积发热率计算式为:

$$q_{\rm v} = \frac{Q_{\rm in}}{V} \frac{4Q_{\rm in}}{\pi L(d_{\rm o}^2 - d_{\rm i}^2)}$$
(20)

式中:Q<sub>in</sub>一输入功率,W;V-管壁体积,m<sup>3</sup>。

在本文中,采用电加热功率作为输入功率,得到 体积发热率  $q_v$ 后,就可以根据微元体的体积  $\delta V$  对 内热源项进行计算:

 $b = q_v \delta V \tag{21}$ 

式中: \deltaV-控制体体积, m<sup>3</sup>。

对于最外层、内部、最内层节点,即式(13)、式 (8)、式(18),其中的内热源项计算公式如下:

$$b_{\rm top} = \frac{1}{2} q_V \,\delta\theta \Big[ r_P^2 - (r_P - \frac{1}{2} \,\delta r)^2 \Big]$$
(22)

$$b = \frac{1}{2} q_V \,\delta\theta \Big[ \,(r_P + \frac{1}{2} \,\delta r)^2 - (r_P - \frac{1}{2} \,\delta r)^2 \,\Big]$$
(23)

$$b_{\text{bottom}} = \frac{1}{2} q_V \,\delta\theta \Big[ \left( r_P + \frac{1}{2} \,\delta r \right)^2 - r_P^2 \Big]$$
(24)

## 2 计算结果与对比

#### 2.1 网格密度与计算结果精度

对于热平衡法,需要设计一种方法以评估其计 算精度。当管道外壁面各点温度相等时,将符合使 用一维稳态导热微分方程的条件,此时可将使用 式(3)计算得到的内壁面温度视为准确值。同时, 将所建立网格的最外层节点的温度值都设为相同 值,将计算得到的最内层节点的温度与准确值进行 对比,即可评估基于热平衡法的数值解法的计算 精度。

因此,设定一种实验工况用于对比计算:管道外

径 12.7 mm,内径 9.4 mm,加热长度 1 600 mm,加热 功率 6 000 W,内壁面热流密度 126 kW/m<sup>2</sup>,外壁面 温度为 100 ℃且均布,管道材料为 316 L 不锈钢,其导 热系数 λ =0.015 3 T + 13.642 W/(m·K)。其中,T 取 外壁面温度的值。由于外壁面温度沿轴向分布均匀, 利用式(3)容易计算出内壁面温度约为 93.491 79 ℃, 这一计算结果可视为精确值。因此,热平衡法计算 出的内壁面温度越接近 93.49 ℃,说明计算精度越 高。由于热平衡法在计算时不需要迭代,而是直接 通过前两层温度计算得到第 3 层温度,因此计算结 果的精度与网格层数有较大关联性。

假设外壁面半周上均匀布置 5 个热电偶,即网 格节点列数为 5 列,第 1 层节点温度值为 100 ℃,使 用热平衡法至少需要建立 3 层网格,网格采用均匀 划分。图 6 为两种方法下随着网格层数的增加内壁 面温度计算结果的变化。其中,虚线为精确值。可 以看出,随着网格层数增加,两种方法计算得到的内 壁温都逐渐趋于精确值;而在不同的网格层数下,改 进后的计算方法得到的内壁面温度(圆形标记)都 比文献[15]更接近精确值。



图 6 计算精度与网格层数的关系 Fig. 6 Relationship between computational accuracy and grid layer number

表1为不同网格层数下两种方法的计算结果。 由表1可知,在网格层数为10000层时,热平衡法 计算得到的内壁面温度的误差为0.001476%,在这 一网格数量下计算结果可被视为足够精确。 表1 不同网格层数下两种方法的计算结果

Tab. 1 Computational results of two methods at

different grid layer numbers

网格 层数	文献[15] 内壁温/℃	误差/ %	改进方法的 内壁温/℃	误差/ %
3	97.228 41	3.996 736	95.340 59	1.977 500
10	94.79275	1.391 523	94.605 16	1.190 875
100	93.629 08	0.146 847	93.627 13	0.144 761
1 000	93.505 59	0.014 760	93.505 57	0.014 739
10 000	93.493 17	0.001 476	93.493 17	0.001 476
50 000	93.492 06	0.000 289	93.492 06	0.000 289

#### 2.2 基于实际温度分布的计算结果

在实验中若要使用热平衡方法计算管道内壁 温,需要在同一加热长度上沿周向布置多个热电偶, 本文通过 S-CO<sub>2</sub>管内单循环换热实验平台进行了 管道周向壁面温度测试。

实验平台原理如图 7 所示。采用1 台高压三柱 塞泵作为循环泵,实验管道使用1 根外径 12.7 mm、 内径 9.4 mm 的 316L 不锈钢管,由两台干式变压器 分别为预热段和实验段管道提供稳定的交流电作为 加热源,通过电压表和电流互感器记录电压和电流, 精度均为 0.2%。每台电压器连接两根四股并联的 粗纯铜电缆,通过纯铜电极夹具与不锈钢管道连接, 为实验提供稳定均匀的体积发热率。



图 7 实验平台原理图 Fig. 7 Schematic diagram of experimental platform

实验管道总长 1 850 mm,前后各留有 200 mm 长度的管道用于稳流。将管道垂直面的中心与管道 顶母线的连线作为起始位置,截面中心与管壁不同 位置的连线与起始位置间的角度表示截面的不同位 置,即顶母线为 0°位置,底母线为 180°位置。在距 离入口段 600 mm 处从管顶到管底处每间隔 45°布 置 1 根 K 型热电偶,共布置 5 根热电偶,其精度为 0.4%。管道外侧包裹了一层外径 50 mm 的橡塑保 温棉管对管道进行绝热,热电偶具体布置方式如图 8 所示。

热电偶数据通过一台安捷伦采集仪记录,采集 仪型号为 DAQ970A。压力、电压、电流等数据通过 实验台控制系统统一记录,实验参数如表2 所示。





图 8 热电偶布置(mm) Fig. 8 Thermocouple arrangement(mm)

Tab. 2 Experimental parameters				
参 数	数值			
管道外径/mm	12.7			
管道内径/mm	9.4			
试验段长度/m	1.86			
压力/MPa	8.7			
壁面热流密度/kW·m <sup>-2</sup>	40,60,70			
质量流量/kg·h <sup>-1</sup>	85			
入口温度/℃	15.1			
出口温度/℃	37.3, 40.6, 43.2			

表2 实验参数

取1组壁面热流密度为70 kW/m<sup>2</sup>时,顶、底部 温差最大的管道外壁温度测量结果为例进行计算。 在此实验参数下,从管顶到管底均布的5个热电偶 依次测得的外壁面温度实验值  $T_{exp}$ 分别为84.93, 74.90,63.67,58.31和57.10 ℃。基于一维稳态导 热方程计算的内壁面温度计算值  $T_{1d}$ 分别为81.29, 71.22,59.95,54.57和53.35 ℃。将5个实验值作 为第1层节点温度建立网格,利用改进的热平衡法 计算得到内壁面温度计算值  $T_{2d}$ 分别为82.79, 71.33,59.57,54.33和53.24 ℃。

图 9 为两种计算方法得到的内壁面温度差(*T*<sub>2d</sub> - *T*<sub>1d</sub>)的分布。在图 9 中能够看出,采用热平衡法 计算的管道内壁面顶部温度值比一维稳态导热方程 计算结果更高,而管道内壁面底部温度的计算值则 更低。

这一结果产生的原因可通过对热平衡法计算 公式的分析得出。以计算第2层节点的公式(9)为 例,此式可分为3个部分,由内热源b产生的热量 向左右两侧节点W、E和下一层节点S传递。当使 用一维稳态导热方程计算时,可视为两侧温度与中 间节点相同,因此向两侧节点的导热量为零,控制 体内的内热源热量完全向下一层传递。而当此式 应用于管道顶部节点,即两侧节点温度低于中间节 点时,由于内热源发热功率不变,而一部分热量向 两侧节点传递,使得向下层节点传递的热量减少 了,因此计算出的第2层节点温度 T<sub>s</sub>会比一维稳态 导热时更高。而管道底部节点温度的计算过程类 似,当两侧温度高于中间节点时,有更多的热量向 下一层传递,导致计算出的第2层管道底部节点温 度更低。对内部节点和底部节点的计算过程进行 分析,同样能够得出类似结论。最终导致热平衡法 计算出的管道顶部内壁面温度更高,而管道内壁面 底部温度更低。



calculated by two methods

而在实际热量传递过程中,由于壁温分布不均 匀,同样存在管壁沿周向的导热,而一维稳态导热方 程则不存在周向导热量的计算。因此,从计算的过 程与原理上说,使用热平衡法计算得到的内壁温应 当比一维稳态导热方程更精确。另一方面,从式 (9)中也能看出,中心节点和两侧节点的温差越大,则向下层节点传递的热量就越少,计算出的下层温度就越高。也就是说,当管道顶、底部的温差越大,即从管顶到管底的外壁面周向温度的温度梯度越大,使用热平衡法与一维稳态导热方程所推导出的两种内壁温计算方法所计算得到的计算结果之间的差值就越大。

## 3 热平衡法在实验中的应用

在对 S - CO<sub>2</sub>的水平管内流动换热进行研究时, 通常只需要测量管道顶、底部的外壁温。但要使用 热平衡法时,每一处测温点上至少需要布置 5 个热 电偶,将大幅提高实验成本与实验准备的繁琐程度, 因此需要寻找到一个能够将热平衡法应用到长管道 中计算的方法。

图 10(a) 与图 10(c) 分别为壁面热流密度为 60 和 70 kW/m<sup>2</sup>的外壁温实验的其中 1 组结果。不同 的壁面热流密度将造成管道顶、底部测得的外壁温 以及二者的温差发生变化, 但若将实验结果中每次 数据记录的管顶温度定义为 100%, 管底温度定义 为 0, 并将中间 3 处位置(45°、90°、135°) 的外壁温 测量结果换算成对应的比例,结果如图 10(b)所示。 每 1 列代表 1 组实验数据中的中间 3 处测得壁温的 对应比例, 共计 1690 组数据。可以发现, 在壁面热 流发生变化时, 中间 3 处的壁面温度所对应的温度 比例是几乎不变的, 3 处壁面温度比的平均值从上 到下分别为 62.5%, 22.6% 和 4.1%。

实验中可以只在管道顶部、底部各布置1根热 电偶测量顶部、底部温度,再通过温度比例计算出中 间3处的温度作为热平衡法的外层节点温度,3处 外壁温 *T*<sub>45</sub>, *T*<sub>90</sub>, *T*<sub>135</sub>的具体计算公式为:

$$T_{45^{\circ}} = T_{180^{\circ}} + (T_{0^{\circ}} - T_{180^{\circ}}) \times 62.5\%$$
 (25)

$$T_{90^{\circ}} = T_{180^{\circ}} + (T_{0^{\circ}} - T_{180^{\circ}}) \times 22.6\%$$
 (26)

 $T_{135^{\circ}} = T_{180^{\circ}} + (T_{0^{\circ}} - T_{180^{\circ}}) \times 4.1\%$ (27) 式中:  $T_{0^{\circ}}$  一管顶的外壁温,  $\mathbb{C}$ ;  $T_{45^{\circ}}$ ,  $T_{90^{\circ}}$ 和  $T_{135^{\circ}}$  一距

管顶 45°,90°和 135°位置的外壁温, ℃; *T*<sub>180°</sub>—管底的外壁温, ℃。

将两个实测温度( $T_{10^\circ}$ ,  $T_{180^\circ}$ )和3个计算温度 ( $T_{45^\circ}$ ,  $T_{90^\circ}$ ,  $T_{135^\circ}$ )作为最外层节点温度建立网格, 就 能够使用热平衡法计算出最内层节点即管道内壁面 的顶部、底部温度。





Fig. 10 Experimental measurement of outer wall temperatures of pipeline and temperature ratio

## 4 结 论

(1)提出了基于体积发热率计算控制体内热源 发热功率的方法,扩展了热平衡法的应用范围,使之 不仅能够应用于直流电加热,也能用于交流电加热 的情况;

(2)针对底层网格节点提出了基于壁面热流密 度的底层网格再计算方法,并与文献[15]的方法进 行对比,证明加入底层网格再计算后,改进的热平衡 法在保留不需迭代的优点的基础上,在不同网格数 下都表现出了更高的计算精度;

(3)对比热平衡法和一维稳态导热方程的内壁 温计算结果,一维稳态导热方程计算出的管道顶部 内壁面温度更低,管道底部内壁面温度更高;

(4)实验时可利用温度比例计算出中间3处的 温度,与测得的两处温度一同作为网格初始温度节 点,可有效改善热平衡法需要布置大量热电偶的 问题。

(5)所提温度比例可能与实验时所使用的管道 直径与厚度相关。因此,在其他管道上使用改进外 壁温的热平衡法之前,需进行实际测试,以寻找合适 的温度比例。

## 参考文献:

- BERCHE B, HENKEL M, KENNA R. Critical phenomena: 150 years since Cagniard de la Tour[J]. Revista Brasileira de Ensino de Fisica, 2009, 31(2): 2602.1 2602.4.
- [2] XU Jinliang, SUN Enhui, LI Mingjia, et al. Key issues and solution strategies for supercritical carbon dioxide coal fired power plant [J]. Energy, 2018, 157:227 - 246.
- [3] 闫慧博,杜建桥,贾永会,等. 350 MW 超临界机组燃烧调整试验及优化分析[J].热能动力工程,2020,35(7):123-129.
  YAN Huibo,DU Jianqiao, JIA Yonghui, et al. Combustion adjustment experiment and optimization analysis of 350 MW supercritical unit[J]. Journal of Engineering for Thermal Energy and Power, 2020,35(7):123-129.
- [4] 李昊炜,林国伟,冯炜峻,等.超燃冲压发动机碳氢燃料流动传 热特性与再生冷却技术综述[J].空天技术,2022,2022(6): 57-66.

LI Haowei, LIN Guowei, FENG Weijun, et al. Review of flow and heat transfer characteristics of hydrocarbon fuels and progress in regenerative cooling technology in hydrocarbon-fueled scramjet [J]. Aerospace Technology, 2022, 2022 (6):57-66.

- [5] LORENTZEN G, PETTERSEN J. A new, efficient and environmentally benign system for car air-conditioning[J]. International Journal of Refrigeration, 1993, 16(1):4-12.
- [6] LEMMON E W, HUBER M L, MC-LINDEN M O. REFPROP-Reference fluid thermodynamic and transport properties [DB]. REF-PROP,2010,23; Version 9.1. NIST Standard Reference Database.
- [7] GUO Pengcheng, LIU Shouchun, YAN Jianguo, et al. Experimental study on heat transfer of supercritical CO<sub>2</sub> flowing in a mini tube under heating conditions [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2020, 153:119623.
- [8] ZHANG Shijie, XU Xiaoxiao, LIU Chao, et al. Experimental and numerical comparison of the heat transfer behaviors and buoyancy

effects of supercritical  $CO_2$  in various heating tubes [J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2020, 149:119074.

- [9] ZHENG Shumin, GUO Pengcheng, YAN Jianguo, et al. Experimental investigation of the flow distribution of high-pressure CO<sub>2</sub> flowing in heated parallel channels [J]. The Journal of Supercritical Fluids, 2022, 184:105569.
- [10] 申楠楠,高 明,王治云,等.不同倾角条件下非均匀热流对超临界二氧化碳对流换热的影响[J].热能动力工程,2023,38(1):164-172.
  SHEN Nannan, GAO Ming, WANG Zhiyun, et al. Influence of non-uniform heat flux on convective heat transfer of supercritical carbon dioxide under different inclination angles [J]. Journal of Engineering for Thermal Energy and Power, 2023, 38(1): 164-172.
- [11] 苏宏亮,王 婷,黄 莺,等. 超临界 CO<sub>2</sub>锅炉气冷壁壁温及 炉内烟温分布[J]. 热能动力工程,2022,37(7):77-83.
  SU Hongliang, WANG Ting, HUANG Ying, et al. Distribution of gas-cooled wall temperature and flue gas temperature in the furnace of supercritical CO<sub>2</sub> boiler[J]. Journal of Engineering for Thermal Energy and Power,2022,37(7):77-83.
- [12] KONSTANTIONS T, RAINER M, ECKART L, et al. Experimental investigations on heat transfer of CO<sub>2</sub> under supercritical pressure in heated horizontal pipes[J]. Energy, 2022, 254:1 – 15.
- [13] 颜建国,朱凤岭,郭鹏程,等. 高热流低流速条件下超临界CO2 在小圆管内的对流传热特性[J]. 化工学报,2019,70(5):1779-1787.

YAN Jianguo, ZHU Fengling, GUO Pengcheng, et al. Convective heat transfer of supercritical  $CO_2$  flowing a mini circular tube under high heat flux and low mass flux conditions [J]. CIESC Journal, 2019, 70(5): 1779 – 1787.

- [14] KIM T H, KWON J G, KIM M H, et al. Experimental investigation on validity of buoyancy parameters to heat transfer of CO<sub>2</sub> at supercritical pressures in a horizontal tube[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2018, 92:222 - 230.
- [15] XU Jinliang, CHEN Tingkuan. A nonlinear solution of inverse heat conduction problem for obtaining the inner heat transfer coefficient[J]. Heat Transfer Engineering, 1998, 19(2):45-53.
- [16] LEI Xianliang, LI Huixiong, NAM D, et al. A study of heat transfer scaling of supercritical pressure water in horizontal tubes[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2017, 114:923 – 933.
- [17] 朱兵国. 超临界二氧化碳垂直管内对流换热研究[D]. 北京: 华北电力大学,2020.

ZHU Bingguo. Research on convective heat transfer of super-critical carbon dioxide in vertical tube[D]. Beijing: North China Electric Power University, 2020.

[18] LEI Xianliang, ZHANG Jun, GOU Lingtong, et al. Experimental study on convection heat transfer of supercritical CO<sub>2</sub> in small upward channels[J]. Energy, 2019, 176:119 – 130.

(丛 敏 编辑)