

静态超高压大腔体中热流的计算机模拟(II)

计算结果与分析*

孙宗琦

(中国科学院金属研究所, 沈阳 110015)

徐济安

(地球科学研究所, 台北 11529)

谢鸿森

(中国科学院地球化学研究所, 贵阳 550002)

(1996 年 11 月 4 日收到; 1997 年 12 月 22 日收到修改稿)

计算了不同传压介质和加热筒变形对静态超高压腔中温度稳态分布的影响. 稳态数值计算结果与近似解析公式结果及非稳态数值计算结果相符. 由稳态最高加热温度对加热功率实验曲线斜率估算出叶蜡石的热导率与高压传压专门测量结果相符.

PACC: 4430; 0270; 0735

1 引 言

文献[1]从静态超高压腔体的简化二维模型出发, 推导出传热学的基本方程及边界条件, 提出一种求瞬态和稳态温度分布的计算方法. 根据文献[1]的方法, 本文将对静态超高压腔体的温度场进行具体计算. 计算所用的参量中, 带有上标“*”的无量纲长度指对应的实际长度被 $L/2$ 除(见文献[1]中(5a)式). 传压块边长 L 取值应在顶砧边长(23.5 mm)和叶蜡石传压块边长(32 mm)之间, 它随加压过程有所变化. 因此 L 取为 25.5 mm. 初始加热筒半径约在 5—7 mm 之间变化. 所有温度 T^* 都已约简成无量纲参数(见文献[1]中(5b)式), 带上标“*”的相对热导率是实际热导率除以内、中、外三层介质中最大热导率而成的无量纲量. 加热筒变形由文献[1]的(2a)式表示. 表示加热筒变形的无量纲参数 g_1 , g_2 取值分别是: $0 < g_1 < 0.1$, $0 < g_2 < 0.1$; z_0 取 0.5 或 1.

数值计算的网格分得越细, 即文献[1]中(7a)和(7b)式的 m 越大, 计算的温度场就越精确, 而计算量大致与 m^4 成正比. 当 m 由 40 变成 45 时, T_m^* 由 0.0535 变成 0.0539, 温度相对误差小于 1%. 而根据文献[1]的附录 A, 本文的二维近似也带来 1% 的相对误差. 因此, 在保持一定精度(1%)而又尽量减少计算量的考虑下, 在本文计算中, m 取 45. 对于

* 国家自然科学基金资助的课题.

用欧拉法计算非稳态温度场(见文献[1]的(9b)式)时, δt^* 越小计算越精确, 但费时较多. 计算表明, $\delta t^* = 0.00005$ 时, 已能保证温度场的计算精度, $t^* = 2$ 时, 温度已接近热平衡值.

2 平衡温度场

图 1 表示半径为 6 mm、壁厚为 0.1 mm 的无变形圆筒不锈钢加热体, 在内外全为叶蜡石传压介质时的平衡温度分布 $T^*(r^*, z^*)$. 对于相同的半径 r^* , $T^*(z^*)$ 类似于余弦曲线, 如同文献[2]中近似解析结果. 但是在中心区($r^* = 0$), 有一段较该近似解给出的余弦曲线更为平坦的区域. 温度沿径向的分布, 在加热筒内基本是均匀的(管壁温度略高), 在加热筒外几乎呈线性下降到零. 这些计算结果在定性上与各材料参数无关. 因此, 它们是文献[1]附录 C 中求最高加热温度和总加热功率近似解析关系各种假定的依据.

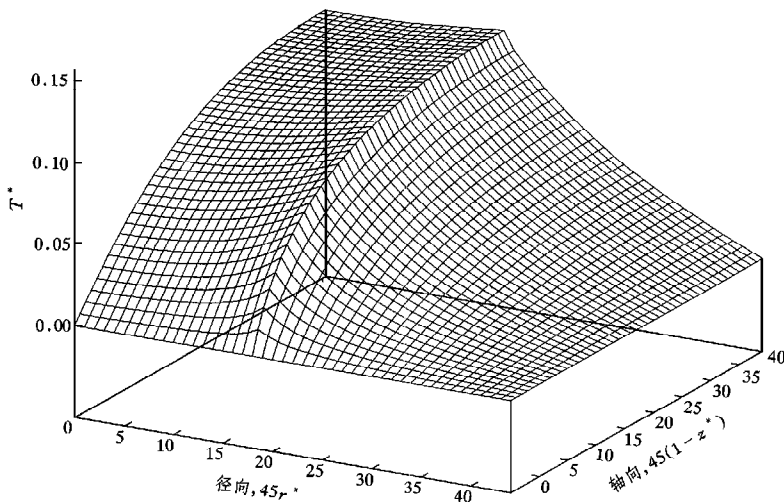


图 1 平衡温度分布 内外介质都是叶蜡石, 加热筒无变形, z 为轴向, r 为径向

以下我们将用到均温区相对长度的概念, 它是沿 z 方向两无量纲坐标之差,

$$z_1^* - z_2^*,$$

$$T_m^*(z_1^*) = T_m^*(z_2^*) = 0.99 T_m^*,$$

它表示与最大加热温度 T_m^* 相对误差小于 1% 的均温区相对长度. 表 1 显示不同相对热导率 (κ_I^* , κ_h^* , κ_{II}^* 分别表示内层、加热层及外层的相对热导率) 对 T_m^* 和均温区相对长度的效应, 这里加热层厚度选为 0.5 mm, $r_h = 5$ mm.

表 2 为不同加热层厚度对稳态温度分布的影响, 这里 $r_h = 5$ mm, $\kappa_I^* : \kappa_h^* : \kappa_{II}^* = 1:100:1$. 表 3 为不同加热筒半径对稳态温度分布的影响, 这里相对热导率之比取 1:100:1, 加热层厚度取 0.5 mm.

表 1 κ_I^* , κ_h^* , κ_{II}^* 对 T_m^* 和均温区相对长度的影响

	$\kappa_I^* = 1, \quad \kappa_{II}^* = 1$		
	$\kappa_h^* = 1$	$\kappa_h^* = 10$	$\kappa_h^* = 100$
T_m^*	2.218	1.749	0.602
均温区相对长度	0.127	0.118	0.019

表 2 加热筒厚度对 T_m^* 和均温区相对长度的影响

	加热筒厚度/mm	
	0.5	1.0
T_m^*	0.602	0.352
均温区相对长度	0.109	0.109

表 3 加热筒半径对稳态温度分布的影响

	加热筒半径/mm		
	5.0	6.0	7.0
T_m^*	0.602	0.485	0.396
均温区相对长度	0.109	0.108	0.106

加热筒变形对稳态温度分布的影响由表 4 给出, 这里公共参数是: $r_h = 5 \text{ mm}$, $d = 0.5 \text{ mm}$, $\kappa_I^* : \kappa_h^* : \kappa_{II}^* = 1 : 100 : 1$. 由表 4 可以看出, 无论哑铃形或双曲形加热筒, 当变形小时均温区的相对长度显著增长. 这是由于加热筒中部有效半径减小的缘故. 较大的加热半径 $r_h = 7 \text{ mm}$ 的变形效应, 在哑铃形变形较小时, 均温区长度略有增加, 变形较大时均温区长度则逐渐减小. 相比之下, 双曲形变形时, 随变形度的增加均温区单调减小. 无论那种变形都会使最大加热温度降低.

表 4 小加热筒的变形对稳态温度分布的影响 ($r_h = 5 \text{ mm}$)

	圆筒形	哑铃形	哑铃形	双曲形	双曲形
g_1	0.0	0.05	0.1	0.0	0.0
g_2	0.0	0.05	0.1	0.05	0.1
z_0	0.5	0.5	0.5	0.1	1.0
T_m^*	0.397	0.235	0.170	0.118	0.179
均温区相对长度	0.106	0.113	0.100	0.091	0.089

图 2 为 $r_h = 6 \text{ mm}$, $d = 0.5 \text{ mm}$, $\kappa_I^* : \kappa_h^* : \kappa_{II}^* = 1 : 100 : 1$, 加热功率相同而变形参数不同时沿 z 轴的温度分布.

在文献[1]的附录 C 中, 曾推导出 $z = 0$ 和 $r_h = 0$ 处最大温度的近似解析表达式

$$T_m \equiv T_0 + \frac{W}{2\pi} \left[\frac{4r_h(\kappa_I r_h + 2\kappa_h d)}{L} + \frac{R + r_h}{3(R - r_h)\kappa_{II}L} \right]^{-1}, \tag{1}$$

其中

$$r_h = (1 - g_2) r_0,$$
$$R = \frac{L}{\sqrt{\pi}}.$$

对各种可能取值范围的参数: κ_I^* , κ_h^* , κ_{II}^* , r_0 , d 和 g_2 代入(1)式, 所得结果与以上数值结果对照表明: (1)式结果普遍比数值计算结果高, 最小偏差约 16%, 它发生在加热筒半径 r_0 大, $\kappa_I^* = \kappa_h^* = \kappa_{II}^*$ 时; 而数值计算与解析近似最大偏差大约 300%, 它发生在

$\kappa_I^* : \kappa_h^* = 1:100$, r_0 较小, 变度 g_1 和 g_2 变大和 d 较小的条件下. 解析公式比数值结果偏高的原因是: 在近似解析公式推导中, 忽略了加热筒内部径向的温度梯度, 所得温度极大值也是炉壁温度最大值, 而数值计算的 T_m^* 是 z 轴中点的温度, 它比炉壁最大温度低. 当加热筒导热率很大时, 由加热筒沿 z 方向散热较多. 加热筒变形时, 沿 z 方向的伸长使热阻增加, 从而 T_m^* 发生较大变化. 严格而言, 在近似公式推导中没有完全考虑加热筒形状变化带来的热阻变化, 它与数值计算发生较大偏差是可以理解的.

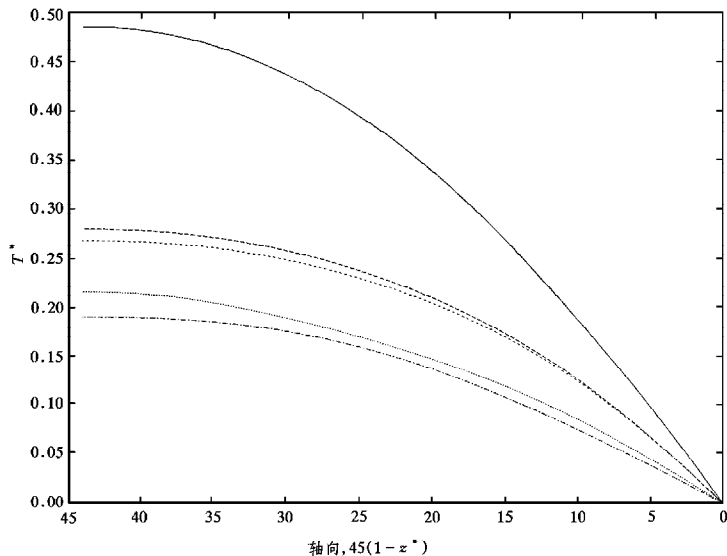


图2 不同变形参数时, 沿 z 轴的温度分布 $r_h = 6 \text{ mm}$, $d = 0.5 \text{ mm}$, $\kappa_I^* : \kappa_h^* : \kappa_{II}^* = 1:100:1$. — 为圆形, $g_1 = g_2 = 0$, $z_0 = 0.5$; --- 为哑铃形, $g_1 = g_2 = 0.05$, $z_0 = 0.5$; 为哑铃形, $g_1 = g_2 = 0.1$, $z_0 = 0.5$; 为双曲形, $g_1 = 0$, $g_2 = 0.05$, $z_0 = 1$; — · — 为双曲形, $g_1 = 0$, $g_2 = 0.1$, $z_0 = 1$.

3 非稳态温度场

按文献[1]的(9b)式, 计算各种参数已知时的单位加热功率条件下, 温度场随时间变化的主要结果如下:

1. 当时间足够长时, $T^*(r, z, t)$ 单调升高并趋于极限值 $T^*(r, z, \infty)$, 此极限值与以上平衡温度场的数值计算结果在 1% 的相对误差范围内相符.

2. $T^*(r, z, t)$ 形状与图 1 所示稳态分布近似.

3. $T^*(0, 0, t)$ 随时间接近 $T(0, 0)$ 的规律可以由图 3 和图 4 的曲线表示. 它们的纵坐标是 $1 - T^*(t)/T_m^*$ 的自然对数, T_m^* 是稳态温度的最大值. 图 3 表示在 $r_h = 6 \text{ mm}$, $d = 0$, 内外热扩散系数相同时的结果. 这一结果是热传导的典型表现, 其直线斜率绝对值与热扩散系数成正比. 这里两条直线分别对应于 $\kappa_I = \kappa_{II}$ 和 $\kappa_{II} = 0.1 \kappa_I$ 两种情形. 加热功率相同时, 第二种情形的平衡温度较高, 其直线斜率的绝对值较小.

图 4 表示当内外热扩散系数不同时的加热升温特征, 这时升温过程呈两端线性、中间

弯曲. 当内部热扩散系数较大时, 先快速升温后慢速升温, 反之则先慢后快.

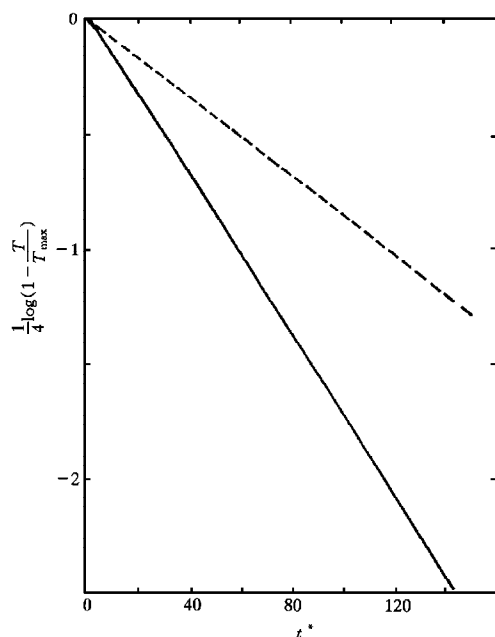


图3 内外热扩散系数相同时的加热升温特征

——为 $\kappa_I = \kappa_{II}$; ---为 $\kappa_{II} = 0.1 \kappa_I$.

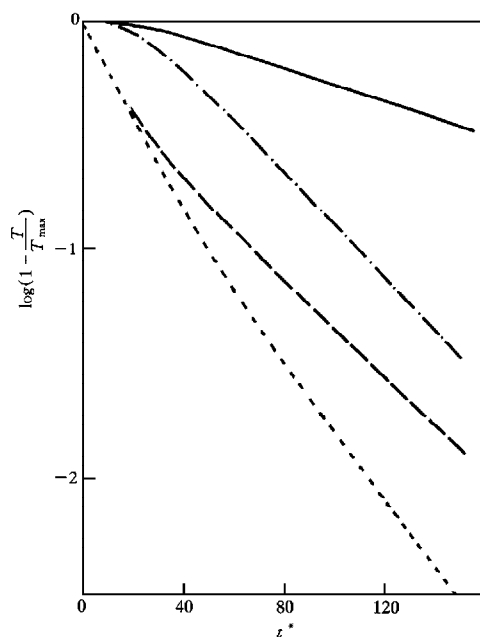


图4 内外热扩散系数不同时的加热升温特征

— · — 为 $\kappa_I = \kappa_{II}$, $d_I = 0.1 d_{II}$; ——为 $\kappa_I = 0.1 \kappa_{II}$, $d_I = 0.1 d_{II}$; ----为 $\kappa_{II} = \kappa_I$, $d_{II} = 0.1 d_I$;为 $\kappa_{II} = 0.1 \kappa_I$, $d_{II} = 0.1 d_I$.

4 讨 论

求静态超高压腔体中稳定平衡温度分布的计算方案和台阶加热功率时, 本文及文献[1]提供的温度分布随时间变化的计算方案都是可行的. 最好条件下计算误差约为1%. 用 NDP Fortran 语言编程, 可以在微机下实现.

在稳态温度的计算中, 最大温度与加热总功率的比值是腔体几何参数和热导率的函数. 当内外传压介质都是叶蜡石并且忽略加热筒的厚度时, 由数值计算的最大温度与加热总功率的比值可以估算出叶蜡石的热导率. 根据文献[4]的实验测量, 最大加热温度与加热功率表读数 W 呈近似直线关系, 斜率是 $(63.22 - 3.55 P) K/W$, P 是以 GPa 为单位的压力. 按本文方法计算, 当 $r_h = 5.5 \text{ mm}$ 时, $T_m^* = 0.07$. 根据文献[1]的(5b)式, 求出叶蜡石的热导率为 $0.08(1 + 0.056 P) W/(m \cdot K)$. 按文献[3], 叶蜡石热导率的实测值, 在高压高温条件下应为 $4 - 8 W/(m \cdot K)$ (文献[3]中的单位有误). 显然, 我们按 T_m^* 对加热功率实验曲线斜率估算的热导率为文献[3]的 $1/50 - 1/100$. 由于本文所用数值计算方法用瞬态、稳态相互校对并与静态近似解析结果对比, 不可能导致一到两个数量级的误差. 原来, 文献[4]中加热采用交流低压大电流, 为了测量交流功率采用电流互感器. 功率表接在互感器

次级. 因此, 功率表读数并不等于实际加热功率. 经重新标定, 文献[4]中实际加热功率应是报道的 21.63 倍. 这样, 计算所得叶蜡石的热导率为 $1.79(1 + 0.056 P) \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$, 大约为文献[3]实验值的 1/2 到 1/4. 其实根据我们计算, T_m^* 的可变动范围也不小于 4. 文献[3]测量热导率是用传统的方法, 由于高压腔容积小、加热圆柱形 Ni 棒短而粗, 中心被叶蜡石试样包围一段的加热总功率虽由实验测出, 但是原来常规的计算热导率的公式已不再成立. 因为中心段的加热功率不再只沿径向经试样外流, 而是有一部分经 Ni 棒沿 z 方向外传. Ni 的热导率为 $59.6 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$, 大约比我们所得叶蜡石的热导率大 30 倍. 进一步按文献[3]中所给几何参数, 用本文方法计算 $\kappa_I^* = 30 \kappa_{II}^*$ 时的稳定温度场, 然后按下式估算径向热流与轴向热流的比值 Q ,

$$Q = \frac{\pi r_0^2 \kappa_I^* \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{z=l/2}}{\pi r_0 l \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=r_0}},$$

这里 l 是文献[3]测量叶蜡石热导率所用试样环高度. 计算表明, 当 $\kappa_I^* = 30 \kappa_{II}^*$ 时, $Q \approx 2$. 因此, 修改文献[3]中的计算热导率的公式, 测量所得叶蜡石的热导率应是报道值的 $1/(1+Q) = 1/3$ 左右, 与本文的计算值相符.

严格而言, 本文的计算只适用于立方传压块, 文献[3]使用的是正四面体传压块. 他们的传热试验中, 沿 Ni 棒轴向与径向的热流比值并不能简单套用本文所用计算程序. 但是以上分析表明, 文献[3]报道的叶蜡石热导率可能偏高 1—3 倍.

本文计算温度稳态分布比较容易, 原则上只需知道边界温度分布、加热筒物理几何参数、传压介质物理参数和加热总功率, 温度场就可计算, 误差约为 $\pm 1\%$. 当涉及的热导率不均匀甚至与温度相关时, 此方法也基本适用. 计算温度的瞬态分布, 主要用于核对稳态分布算法的正确性.

高温高压极端条件下实验测量技术是复杂而困难的, 例如测量温度分布, 必然由于大量热电偶的引入而改变原温度场, 当采用超细热电偶时, 加压过程又会损坏热电偶. 因此, 与实验同步进行计算是必要的. 从上所述, 可以看出本文计算结果是可信的. 当采用一个热电偶测量出 T_m^* 后, 试样温度沿 z 方向变化对各种参数并不很敏感, 这将是实验观测的温度平均值, 对经一定反演获得在特定温度下的精确值是重要的. 有关工作将另文发表.

- [1] Sun Zong-qi, Xu Ji-an, Xie Hong-sen, *Acta Physica Sinica*, **46**(1997), 1938(in Chinese).
- [2] Xu Ji-an, Xu Min-hua, *Chinese Science Bulletin*, **23**(1979), 1067(in Chinese).
- [3] He Shou-an, Li Jia-lin, Cheng Xiang-rong *et al.*, *Acta Physica Sinica*, **26**(1977), 100(in Chinese).
- [4] J. Xu, Y. Zhang, W. Hou *et al.*, *High Temperature-High Pressure*. **26**(1994), 375.

COMPUTER SIMULATION OF THE THERMAL FLOW INSIDE THE HIGH PRESSURE CELL(II) CALCULATING RESULTS AND ANALYSIS *

SUN ZONG-QI

(*Institute of Metal Research, Academia Sinica, Shenyang 110015*)

XU JI-AN

(*Institute of Earth Sciences, Taipei 11529*)

XIE HONG-SHEN

(*Institute of Geology Chemistry, Academia Sinica, Guiyang 550002*)

(Received 4 November 1996; revised manuscript received 22 December 1997)

ABSTRACT

The static and non-steady distributions of temperature inside a high static pressure cell were calculated numerically by using the method provided by our previous work for different pressure media and heating elements. The results of numerical calculation for static and non-steady distribution of temperatures are all agree with the approximate analytic results. The thermal conductivity of pyrophyllite obtained from the experimental slope of maximal value of the temperature versus heating power is in agree with the special thermal conductive experimental value.

PACC: 4430; 0270; 0735

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China.