

# 循环流化床传热综述 (数学模型)

程乐鸣 骆仲泱 倪明江 李绚天 周劲松 岑可法

(杭州 浙江大学)

## 摘 要

综述了国内、外近年来有关循环流化床的传热机理与数学模型的研究概况,对循环流化床传热理论发展的现状和结果、循环流化床中的传热机理与数学模型进行了分析和总结。图 2 表 1 参 10

主题词: 循环流化床 传热 综述 数学模型 研究

## 0 传热机理与模型

为了解释观测到的循环流化床炉膛中的传热特性,同时有助于预测传热系数值,研究者们提出了不少数学模型(表 1)。在循环流化床中,炉膛壁面与床中的传热源自辐射、颗粒相对流和气相对流 3 部分。尽管这些分项特性的综合作用尚未完全了解。许多研究者 (Grace, 1986; Basu 和 Nag, 1987) 将总的传热系数表述为:

$$h = fh_p + (1 - f)h_g + h_r \quad (1)$$

此处  $h_p$ ,  $h_g$  和  $h_r$  分别为固体颗粒相对流传热系数,气相对流传热系数和辐射传热系数。 $f$  是固体颗粒覆盖壁面的时均百分数。下面就各个传热分项进行讨论。

## 1 固体颗粒相对流传热系数 ( $h_p$ )

已有不少传热模型就固体颗粒相对流传热系数进行了探讨,并且解释了循环流化床锅炉炉膛中壁面上传热系数的特性。这些模

型大致上可以分为以下 3 类(表 1):

① 单颗颗粒模型 (Sekthira 等, 1990; Johnsson 等, 1988; Kudo 等, 1991; Qi 和 Farag, 1993)

② 颗粒团更新模型 (Subbarao 和 Basu, 1986; Basu 和 Nag, 1987; Glicksman, 1988; Yenming 等, 1989; Wu 等, 1990; Chen 和 Chen, 1992)

③ 连续薄膜模型 (Chen 等, 1988; Leckner, 1991; Mahalingam 和 Kolar, 1991)

### 1.1 单颗颗粒模型

循环流化床单颗颗粒模型由 Ziegler 等 (1964) 提出的鼓泡床单颗模型发展而来。该模型主要考虑贴壁第一边界层中的固体颗粒,这样就忽视了在“循环流化床传热综述 (试验部分)”中讨论的热力边界层。此处假定固体颗粒以同于床平均温度的初始温度开始贴壁下降,热量由最贴近壁面的固体颗粒传给周围的气体,然后再传给壁面。如果进一步假定向壁面传递的热流取决于固体颗粒向其周围气膜的传热,同时假定该气膜的温度为平均床温与壁面温度的平均值——这一假定尚需验证。再假设气-固努谢尔特数为  $Nu$  为 2, 固体颗粒以其终端速度下滑, Sekthira 等

(1990)推导出—计算传热的公式,简化形式为:

$$h_p = 1.574 \bar{X}_g / d_p (1 - \bar{X})^{0.5} \quad (2)$$

用上式计算得到的气固努谢尔特数  $Nu$  与 Watanabe 等 (1991) 的试验结果互相矛盾, Watanabe 等 (1991) 认为  $Nu$  数受固体颗粒雷诺数  $Re$  影响很大, 其值范围在 1~4 之间。

Nowak 等 (1992) 用传热随机模型推导出一个近似的公式, 他们假设传热通过气膜热传导 ( $^{\circ}K_g$ ) 从固体颗粒的一侧开始:

$$h_p = 3^c (1 - \bar{X}) k_g / d_p \quad (3)$$

Sekthira 等 (1990) 不考虑气体对流传热项, 但 Nowak 等 (1992) 把这部分加入了总传热系数中 (表 1)。

Kudo 等 (1991) 用 Martin (1984) 的单个颗粒模型求取壁面上的固体颗粒对流传热分量。Martin 的计算是基于颗粒运动和气体分子运动 (动力学理论) 之间的类比导出的:

$$h_p = \frac{(1 - \bar{X}) k_g}{d_p} [1 - \exp(-Nu_{wp} / cZ)] \quad (4)$$

这里  $Nu_{wp}$  是颗粒与壁面间的努谢尔特数  $Nu$ ,  $Z$  是中间介质热力性质的函数。这些参数的计算在 Martin (1984) 和 Grace (1986) 发表的有关文献中均可查到。(4) 式中  $c$  是拟合参数 ( $\sim 2.6$ )。

Martin 的模型还被用来估算大型循环流化床锅炉中的传热情况, Andersson 等以其估算 12MWe 循环床中的传热, Werdermann 和 Werther (1994) 将其用于 80MWe 的估算, Jestin 等 (1991) 则将其用于 125MWe 的循环流化床锅炉, 不过, 模型计算结果与实测值相比误差较大, 特别是在低固体颗粒浓度时误差更大。

Qi 和 Farag (1993) 分析了以固体颗粒对流为机理的传热, 他们发现这种颗粒对流传热与床径向固体颗粒流有关。根据实测值, 推出了一用于计算径向颗粒流的经验公式, 假

定颗粒与壁面间不稳态导热, 根据热平衡可以推导出下式:

$$h_p = 12(1 - \bar{X}) \times 0.054 Re^{1.28} k_g / d_p (1 - d_p h_g / k_g) \quad (5)$$

从上式可以看出, 颗粒对流传系数与固体颗粒的质量百分数  $(1 - \bar{X})$  成正比, 而且是固体颗粒径的微弱影响函数。

## 1.2 颗粒团更新模型

固体颗粒在床中积聚成颗粒团 (或颗粒流) 是循环流化床中的主要特性, 是区别于气力输送床的特征。根据对快速床中的肉眼观察和试验 (Wu 等, 1989), 颗粒团在炉膛壁面上穿过气固边界层 (边界环形区) 贴壁并不以连续膜式状态下滑, 而是以颗粒团的形式间断地贴壁向下流动。在大型工业循环流化床锅炉中也观测到类似的特性 (Couturier, 1993)。在壁面上的固体颗粒团贴壁下滑“某一距离”后就在壁面上发生解体或离散开来, 取之于其它新形成的固体颗粒团。由此, 这里存在一特征长度, 在这一长度内颗粒团保持为一体。Wu 等 (1990a) 测量了颗粒团速度, 空隙率和其贴壁下滑的特征长度  $L$ , 结果表明特征长度  $L$  可以用床中固体颗粒平均截面浓度  $\bar{c}_{\text{bus}}$  的拟合公式来计算:

$$L = 0.0178 \bar{c}_{\text{bus}}^{0.596} \quad (6)$$

不过, 上式与预测的特征长度相比存在误差。Wu 等 (1990b) 发现, 只有当特征长度取式 (6) 计算值的 10 倍时, 才能找到实测值与预测值对应较好的关联式。与 Wu 等 (1990b) 不同, Glicksman (1988) 认为当颗粒团贴壁后, 加速向下滑直至颗粒团速度增至最大值  $V_m$  颗粒团贴壁停留时间  $t$ , 特征长度  $L$  之间的关系式为:

$$L = V_m^2 / g [\exp(-gt / V_m) - 1] + V_m t \quad (7)$$

Glicksman (1988) 测得颗粒团在壁面上的最大速度为 1.26m/s 左右。

对于诸如工业循环流化床锅炉中的连续传热表面, 颗粒团贴壁时间  $t$  可以通过式 (6)

计算出特征长度  $L$  后来计算 若传热长度比上述  $L$  短 ,则将由 (7)式计算得到的特征长度  $L$  作为传热面的竖直高度。

表 1 快速床中传热机理

作 者	固体颗粒相对流模型	气相对流模型	接触阻力参数 , $n^{\#}$
① Subbarao和 Basu( 1986)	颗粒团更新	气泡导热	无
② Basu和 Nag( 1987)	颗粒团更新	微尘全气膜关联式 ( # )	10
③ Joh nsson等 ( 1987, 1988)	单颗颗粒接触	$h_g d_p /k_g= 0. 009Pr^{1/3} Ar^{1/2}$	Martin模型 ( 1984)
④ Chen等 ( 1988)	不定气 固悬浮物		
⑤ Glicksman( 1988) Lints和 Glicksman( 1994)	颗粒团更新	忽略	10 34. 8 $\times 10^{-5}$
⑥ Yenming等 ( 1989)	颗粒团更新	固体 颗粒自由 气流 关联式 ( * )	颗粒更新
⑦ Sek thira等 ( 1990)	单颗颗粒	忽略	Such lund er( 1997)
⑧ Wu等 ( 1990)	颗粒团更新	固体颗粒自由气流关联式	2. 5
⑨ Leck ner( 1991)	近壁面连续气 固膜	通过时均热力边界层的传 热	稀相气 固动量方程 , 能量方程和连续方程
⑩ Kudo等 ( 1991)	向上流动的不定气 固混合物	$h_g d_p /k_g= 0. 009Pr^{1/3} Ar^{1/2}$	
⑪ Mahalingam 和 Kolar( 1991)	壁面上发展的连续气 固膜	无	10
⑫ Chen 和 Chen( 1992)	壁面连续气 固膜	无	
⑬ Nowak等 ( 1992)	单颗颗粒更新	$40U_g^{0. 37}$	2~ 10
⑭ Qi和 Farag( 1993)	空上升管中的单颗颗粒更新	纯气流关联式	

(# )气膜当量厚度 =  $d_p /n$   
( \* )  $h_g d_p /k_g= C_s /C_g ( d_{fs} /d_p )^{0. 3} ( V_f^2 /gd_p )^{0. 21} Pr$

当颗粒团贴壁下滑时 ,发生向颗粒团的半无限的不稳态导热 在靠近壁面的第一层固体颗粒与壁面之间还存在一气膜热阻 Wirth和 Seiter( 1991)已观察到在快速床贴壁处的这一薄层气膜 在这一层气膜中几乎没有固体颗粒 这层气膜的热阻层比较大 ,尤其是对于粗颗粒或对于较短颗粒团停留时间的情况 据上述关于停留时间  $t$ 和对颗粒热传导的讨论 ,固体颗粒对流相传热系数可由下式表示:

$$h_p = \frac{1}{\frac{d_p}{nk_g} + \left[ \frac{t^c}{4k_c C_c d} \right]^{0.5}} \tag{8}$$

根据表面颗粒团更新模型 ( Lints 和 Glicksman, 1994) ,要预测总的传热系数 ,有 5个参数是所需要确定的:

- ( 1) 壁面气膜厚度 ( $d_p /k_g$ );  
( 2) 壁面被颗粒团覆盖的百分数 ( $W$ );  
( 3) 颗粒团与壁面接触时间 ( $t$ );  
( 4) 颗粒团空隙率 ( $X$ );  
( 5) 稀相传热系数 ( $h_g$ );

气相导热系数  $K_g$  ,可根据气膜的平均温度推出 ,颗粒团比热 ( $C_c$ 和密度 ( $d$ ):

$$C_c = [(1 - X)C_p + X C_g] \tag{9}$$

$$d = [(1 - X)d_p + X d_g] \tag{10}$$

颗粒团的导热系数 ( $k_c$ )取值为当固定空隙率  $X$ 的值 Glicksman和 Hyre( 1994) ,以及 Wirth( 1994)指出固体颗粒导热系数  $k_p$ 的影响是很小的 ,或根本就没有。

Ziegler等 ( 1964)观察到鼓泡流化床中的传热系数与固体颗粒的导热系数无关 ,但受比热影响 Gabor( 1970)提出在计算中得

到的固体颗粒团的有效导热系数  $K_g \ll K_p$ , 几乎在各种气-固浓度条件下固体颗粒的导热系数相对重要。不过比热仍然是重要的。

目前有 3 种方法可以用来求气-固颗粒团的有效导热系数。

### (1) Baskakov (1968) 查图法

Baskakov (1968) 给出了固体颗粒导热系数与气体导热系数之比  $K_p/K_g$  和气-固颗粒团有效导热系数与气体导热系数之比  $K_{cs}/K_g$  的关系图 (图 1), 根据该图即可得到气-固颗粒团的有效导热系数。

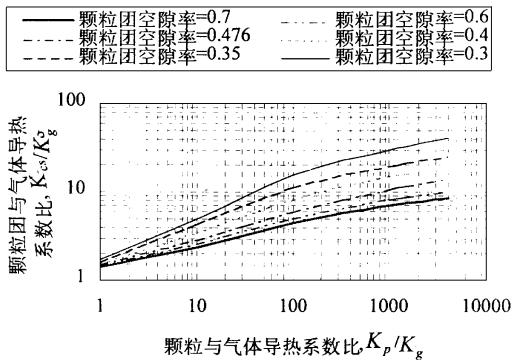


图 1 固体颗粒导热系数、气体导热系数与气-固颗粒团有效导热系数关系图

### (2) Gelperin & Einstein 公式 (1971)

Gelperin 和 Einstein (1971) 则根据许多研究人员对颗粒团传热研究的结果, 提出下述包含固体颗粒导热系数的计算式:

$$\frac{K_c}{K_g} = 1 + \frac{(1-X)(1-K_g/K_p)}{K_p/K_g + 0.28X^{0.63}(K_g/K_p)^{0.18}} \quad (11)$$

式 (11) 可以用来计算固体颗粒对流传热系数。在利用该式计算中 Wu 等 (1990b) 采用颗粒团空隙率  $X$  分布的方法, 而 Basu (1990) 则采用取平均值  $X$  为 0.6~0.8 的方法。两位研究者均报告说计算值与试验值符合较好。该式适用于颗粒径小于 0.5~0.7 mm,  $K_p/K_g \leq 5000$ , 式中  $K_p$  和  $K_g$  分别代表固体颗粒与气体的导热系数。根据上式所得结果与 Kunii 和 Smith (1960) 提出的较宽范围的有效导热系数计算式结果相比十分一致, 如

$$0.4 < X \leq 1.0$$

### (3) Xavier 和 Davidson 公式 (1985)

Xavier 和 Davidson (1985) 提出用下式来计算颗粒团有效导热系数,

$$K_{cs} = K_g \left[ \frac{K_p}{K_g} \right]^{[0.28 - 0.757 \log_{10} X - 0.057 \log_{10} (K_p/K_g)]} + 0.1 d_g C_g d_p U_{mf} \quad (12)$$

图 2 为用上述 3 种方法计算的颗粒团有效导热系数比较图, 从图中可以看出, 对于不同空隙率的颗粒团, 用 3 种方法得到的颗粒团有效导热系数基本一致, 而采用 (12) 式的好处是该式考虑了空气密度的影响。当床运行压力发生变化时  $K_{cs}$  的变化可通过此式考虑。

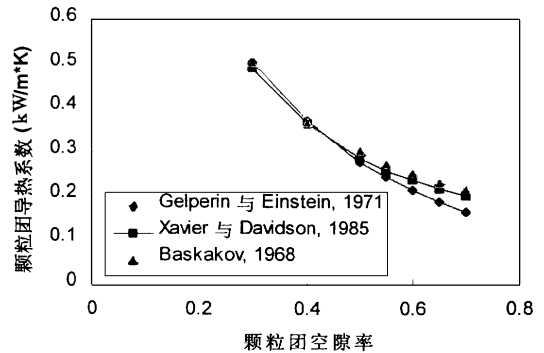


图 2 3 种不同方法计算的颗粒团有效导热系数比较图

传热表面颗粒团更新模型, 在鼓泡流化床中由 Mickley 和 Fairbanks (1955) 提出, 由 Subbarao 和 Basu (1986) 首次将其应用于循环流化床中, 并成功地解释了试验观察到的数据趋势 (Lints 和 Glicksman, 1994)。之后 Basu 和 Nag (1987), Wu 等 (1990b), Basu (1990) 和 Senior 及 Brereton (1992) 又对该模型进行了修正。Grace (1990) 对最后 3 位作者的模型进行了比较。

各位研究者 (Basu, 1990; Wu 等, 1990b; Glicksman, 1988) 对表 1 中  $n$  的取值也不同。Basu (1990) 假定颗粒团与壁面间气膜的厚度为  $0.1 d_p$ , Wu 等 (1990) 则取气膜厚度为  $0.4 d_p$ 。Lints 和 Glicksman (1994) 在 1 个 200 mm 冷态循环流化床试验台中以 182 m

的砂子为床料,用颗粒碰撞式探头测量了气膜厚度 ( $d_p/h$ ) 他们发现气膜厚度随着床内固体颗粒浓度的增加而减小,对试验数据进行关联有  $n = 34.8C^{0.581}$ , 这里  $C$  为固体颗粒平均体积浓度

Wu 等 (1990b) 假定颗粒团空隙率具有某种分布,且以  $1.26\text{ms}$  的常速度贴壁下滑。由 Senior 和 Brereton (1992) 发展推出的第 3 个模型则预测了床内固体颗粒的浓度水平和壁面附件的流体动力特性。颗粒与颗粒间的碰撞和剥裂机理类似于在气-液两相流中的情形,床中心区和壁面的固体颗粒进行着质交换。若水冷壁是膜式壁的情形,颗粒团在两相邻水冷管间的鳍片上以  $1.1\text{m/s}$  的常速度下滑,而水冷管凸起表面则裸露在外。该模型似可应用到更多的设备和系统进行传热估算。不过,与其它模型相比其计算工作量要大一些。Basu (1991) 将传热表面覆有颗粒团的总传热系数对流项表述为:

$$h_c = fh_p + (1 - f)h_g \quad (13)$$

上式中颗粒团覆盖壁面的百分数  $f$  也受床中固体颗粒浓度影响, Lints 和 Glicksman (1993) 提出用以下关联式进行计算:

$$f = 3.5C^{0.37} \quad (14)$$

从上式中可以看出,  $f$  随床中截面平均固体颗粒浓度的增大而增大。Basu (1991) 的模型中  $f$  与  $(1 - X_w - Y)/(1 - X_w)^{0.5}$  成正比, 其中比例系数为  $0.1 \sim 0.5$

Lints (1992) 发现颗粒团速度与固体颗粒浓度或床运行空截面速度无关,但检测到当固体颗粒浓度增加时其值有增大的趋势。

Lints (1992) 根据 Wu (1989)、Dou (1990) 和 Louge 等 (1990) 用电容探头测试的试验数据,导出床壁面处固体颗粒团的平均浓度  $W$ :

$$W = 1.23C^{0.54} \quad (15)$$

由于固体颗粒对流传热项  $h_p$  比气体对流传热项  $h_g$  大得多,因此在很多模型中对于稀相传热系数没有给予足够的重视。为了估算  $h_g$ , Lints (1992) 将床中的测量结果外推至

固体颗粒浓度为 0 的情形,同时调整颗粒团贴壁最大流动长度为  $10\text{cm}$ ,取稀相导热系数  $K_d = 1.1K_g$  进行。

### 1.3 连续膜模型

该模型假定循环流化床锅炉壁面由气固均相膜覆盖,向上流动的气流与壁面不相接触,因此气相对流传热系数  $h_g$  不单独计算,在模型中合并入固体颗粒对流项计算。在快速床中,气流向上流动,贴壁膜中的固体颗粒向下流动,床壁面与床中心区域向上流动的气流(夹带有或不夹带有稀相固体颗粒)不接触。Mahalingam 和 Kolar (1991) 考虑对下滑膜的不稳态传热和等价于气膜厚度的壁面热阻,推导出如下计算固体颗粒对流导热系数计算式:

$$h_p = \frac{1}{d_p / 10K_g + 1/h_x} \quad (16)$$

式中  $h_x$ ——以始于床顶部“ $x$ ”高度计算的传热系数

Chen 和 Chen (1992) 用上述方法计算传热系数,但他们忽略壁面上所有接触热阻,而采用一光纤探头测得的接触时间分布函数。

### 1.4 温度场计算

除了连续膜模型外,在循环流化床锅炉中还有一种分析传热的方法与 Mahalingam 和 Kolar (1991)、Chen 和 Chen (1992) 只分析炉墙区域不同,这类模型 (Kudo 等, 1991) 对整个床截面进行计算分析,将床截面划分成许多小网格,对其中的各个小网格进行稳态能量平衡分析。这种方法不仅给出了对壁面的传热,同时也给出了整个炉膛截面上的温度分布。Kudo 等 (1991) 根据气、固两相的连续方程,状态方程和能量方程,推导出床中温度与固体颗粒浓度的轴向分布。这种方法假定床中为均匀向上流动的气固悬浮物,忽略了床中固体颗粒向下的运动和颗粒团的存在。在炉墙壁面处的对流传热以 Martin (1984) 的单颗粒传热模型为基础,将气体动力学理论运用到壁面上固体颗粒的运动。与

Mahalingam 和 Kolar (1991) 的连续膜模型不同, 本模型中有关气体对流传热系数是单独进行计算的, 利用此模型计算所得的床中固体颗粒浓度沿床轴向的分布与实测值符合相当好, 但是, 床与壁面间传热系数的差异却将近 100%。通过采用固体颗粒模型横向混合速度概念, 可使传热系数的计算值和实测值更接近一些。Leckner (1991) 也提到采用这种固体颗粒横向混合速度概念的必要性。不过, 即使将该参数值设定为固体颗粒轴向速度的 30%, 壁面传热系数的差值仍在 50% 以上。

Leckner (1991) 提出了对连续下滑薄膜传热的一种更完整的分析方法, 他分别写出了薄膜中气、固两相的能量方程:

$$X_g U_g C_g \frac{dT_g}{dx} + \frac{dQ_g}{dy} + h_{gp} A_p (T_g - T_p) = Q \quad (17)$$

$$(1 - X_g) U_p C_p \frac{dT_p}{dx} + \frac{d(Q_p + Q)}{dy} + h_{gp} A_p (T_g - T_p) = 0 \quad (18)$$

式中  $T_g, T_p$ ——气体和固体颗粒的温度  
 $y$ ——离开壁面的水平距离  
 $Q$ ——每单位体积气体的燃烧发热量  
 $h_{gp}$ ——气体与固体颗粒间的传热系数

$Q_g, Q_p$  和  $Q$ ——由于气体对流、固体颗粒对流和辐射传热引起的径向热流

选取适当的局部空隙率、固体颗粒速度和气流速度, 解上述联立方程可推得近壁面处的温度分布。

$$X_g U_g C_g + (1 - X_g) U_p C_p \frac{dT}{dx} + \frac{d}{dy} [Q_p + Q_g + Q] = Q \quad (19)$$

式中  $Q$ ——产热量  
 $Q_p$ ——固体颗粒对流热流  
 $Q_g$ ——气体对流热流

如果假定  $T_g = T_p$ , 根据方程 (17) 和 (18), 就可推得——与 Chen 等 (1988) 早期提

出方程相似的方程

如果将薄膜中固体颗粒对流  $Q_p$  和气体对流  $Q_g$  引起的径向热流用一薄膜等效导热率  $K_e$  来表示, 同时将辐射分开单独处理, 这样忽略热量生成项则上述方程可以简化为下述形式:

$$d_e C_e \frac{dT}{dt} - K_e \frac{d^2 T}{dy^2} = 0 \quad (20)$$

这里  $d_e C_e \rho_e \approx [\epsilon \rho_g U_g C_{gt} + (1 - \epsilon) \rho_p U_p C_p]$ ,  $t = y / U_e$ ,  $U_e = y C_e$  和  $\rho_e$  分别是气固乳化相膜的平均速度、纵向距离、比热和密度。

解方程 (20) 可以得到瞬态固体颗粒传热的解, 与 Mickley 和 Fairbank (1955) 推得的结果相同:

$$h_{pi} = (K_e d_e C_e / C_t)^{0.5} \quad (21)$$

Basu 和 Nag (1987), Glicksman (1988) 和 Wu 等 (1990) 也均用上式来表示固体颗粒瞬态传热系数中的颗粒团贴壁时间“ $t$ ”。

## 2 气体对流分量 ( $h_g$ )

循环流化床炉膛中床面水冷壁的传热包括 3 部分, 气体对流分量是其中的 1 项。在一般情况下气体对流分量较小, 但当床中固体颗粒浓度较小时则会变得重要起来, 如在商业运行锅炉上的上部区域, 其固体颗粒浓度可低至  $1 \text{ kg/m}^3$ 。Ebert 等 (1993) 在常温下单独测量快速床中的气体对流分量, 他们发现当固体颗粒浓度在  $12 \sim 79 \text{ kg/m}^3$  变化时, 气体对流传热占全部测得传热量的 20% ~ 10%, 同时还发现气体对流分量与床内空截面气速并无直接关系。部分研究人员 (Mahalingam 和 Kolar, 1991; Sekthira 等, 1990; Glicksman, 1988; Leckner, 1991; Chen 和 Chen, 1992) 忽略气体对流传热的作用, 他们假设或颗粒团或固体颗粒覆盖了整个传热表面。Chen 和 Chen (1992) 用不同研究人员的实验数据, 对试验值就预测值进行了比较, 从比较结果中发现这种假设的不准确性是较明显的, 尤其是对于稀相床的情形。对于一个当

固体颗粒悬浮密度为  $30 \text{ kg/m}^3$  数量级条件下推导而得的合理关联式,在固体颗粒浓度小于  $20 \text{ kg/m}^3$  时则其预测值与实测值完全偏离, Basu(1993)也得到同样的结果

根据 Martin(1984)的建议, Johnsson 等(1988)和 Kudo 等(1991)认为整个传热面吸收的热量包括气体对流传热和固体颗粒对壁面的直接传热。气体对流传热分量  $h_g$  用 Eckert 公式(1972)计算:

$$Nu_g = 0.0009 Pr^{1/3} Ar^{1/2} \quad (22)$$

从上式中可以注意到  $h_g$  与空截面速度无关。Yenming 等(1989)和 Wu 等(1990)采用一种更现实的方法,他们将纯气流强迫流动的对流传热关联式用于没有颗粒团覆盖的传热面。Yenming 等(1989)还测试了在同一上升管中单纯气流强迫流动的对流传热系数。但是, Basu 和 Nag(1987), Basu(1990)提出了不同观点,他们认为在循环流化床中无颗粒团的传热壁面上并不是固体颗粒一点也没有,有少量的固体颗粒分布在这一向上流动的气流中(Li 等, 1991),这部分固体颗粒对于气相强迫对流传热有着十分重要的作用。Basu 等用下述带尘气流传热系数关联式(Wen 和 Miller, 1961)来计算气体对流量:

$$h_g = \frac{K_g}{\phi} \frac{C_g}{C_g} \left( \frac{d_{dis}}{d_p} \right)^{0.3} \left( \frac{V_t}{g d_p} \right)^{0.21} Pr \quad (23)$$

这里  $d_{dis}$  为向上流动含尘气流的密度,  $V_t$  是平均粒径为  $d_p$  的固体颗粒的终端速度。

### 3 辐射传热分量 ( $h_r$ )

辐射传热系数是一个主要的传热分量,尤其是对于 1 台高压蒸汽参数的循环流化床锅炉来说,其炉膛和水冷壁管的温度均较高。Basu 与 Konuche(1988)分别测量了床中的辐射传热分量和总传热系数,发现辐射传热分量占总传热系数的份额,随着床内固体颗粒悬浮浓度的减小而增加,其原因是这时固体颗粒对流传热分量减小。同时,辐射传热系数份额还与传热壁温和炉膛温度有关。

Wedermann 和 Werther(1994)的试验观察结果与 Basu 和 Konuche(1988)发现的结果相似,也发现辐射分量与固体颗粒悬浮密度有关,但在水冷表面试验测得的辐射传热系数不同于 Basu 和 Konche(1988)提出的结果,其所占份额较小。Basu 与 Konuche(1988)测得的结果受包围其试验用小探头的热耐火层壁面影响,传热系数对流传热分量正比于固体颗粒悬浮密度的平方根(Glicksman, 1988; Basu, 1990)。当床内固体颗粒浓度较大时,传热表面上颗粒团浓度也越大。当锅炉运行调节负荷时降低床中固体颗粒悬浮密度,床中的对流传热系数降低,同时由于床对壁面的可见性增大,辐射传热分量增加。有关这一部分 Tang 和 Engstrom(1988)已有详细讨论。

为了计算辐射传热分量,可以将床与壁面视为 2 个无穷大的平行平面(Basu, 1990)。这样,辐射传热系数就可以写为:

$$h_r = \frac{\epsilon(T_b^4 - T_w^4)}{(1/X_b + 1/X_w - 1)(T_b - T_w)} \quad (24)$$

这里  $X$  为床的当量辐射率(系数),  $X_w$  为壁面的辐射率。对于壁面直接从床中吸热的情形, Glicksman(1988)根据 Hottel 和 Sarofim(1967)提出的平均辐射长度(mean beam length)有下式计算床的辐射率:

$$X_b = 1 - \exp \left[ \frac{-1.5 L_m X_w (1 - W)}{d_p} \right] \quad (25)$$

式中  $W$ ——床中固体颗粒体积百分率

$L_m$ ——平均辐射长度,其值以 3.5 倍的床体积与床表面积之比估算

不过,这里假定床中固体颗粒在所有波长范围内是连续辐射的灰体。对于非常大的密的床来说,在应用上述公式时床中的情形可假定为黑体。只有  $X$  小于 0.5~0.8,公式(25)均可使用,通常这是一种非常稀的床的情况。若计算  $X$  时考虑散射(Andersson 等, 1987),则床辐射率以下式计算(Brewster, 1980):

$$X_s = [A(A+2)]^{1/2} - A \quad (26)$$

这里  $A = X_s / [(1 - X_s)B]$  对于各向同性散射,可取  $B$  为 0.5

对于与固体颗粒团直接接触的壁面,可用类似于(24)式的方法来计算其辐射传热系数,不过这时床的辐射率  $X_s$  要用颗粒团辐射率  $X$  来代替。考虑到颗粒间的多重反射,与壁面接触的颗粒团辐射率可用下式计算(Grace, 1982):

$$X_s = 0.5(1 + X) \quad (27)$$

式中  $X$ ——床中固体颗粒的辐射率

十分有趣的是在上述表达式中,颗粒团或固体颗粒悬浮相(dispersed phase)的辐射率在 0.85~0.95 间

Chen 等(1998)基于两相流模型给出了有关辐射传热的详细分析,该模型对于平面传热壁面较为接近,对于工业循环流化床锅炉中常用的不平的凹凸传热面,多相流的方法则更为接近实际情况。Kudo 等(1991)通过分析床中单个体积单元中固体颗粒与气体间的辐射换热,计算床中的辐射传热系数。在计算中由一个单元辐射出而被另一个单元所吸收的能量是利用蒙特卡罗法(Monte Carlo Method)计算的。

在循环流化床中,床内介质具有吸收、散射和发射的性质。Radauer 等(1996)对床内进行热力学平衡分析,以通用辐射传递方程求解其中的辐射问题。Radauer(1996)的模型综合考虑了对流和辐射两因素的综合影响。

## 4 无量纲分析模型

上面针对小型实验室规模的循环流化床台架到大型商业用锅炉中影响传热过程的重要流体动力特性参数进行了讨论,但其中对不同大小循环流化床的比例放大问题仍需进一步的研究(Westphalen 和 Glicksman, 1994)。Glicksman 与 Hyer(1994)提出对对流换热系数按比例原则放大,然后将相对较小的辐射传热加入总的传热系数中,有理由

认为这样推知的总传热系数是较准确的,用于放大的比例系数为  $(U_g \phi C d_p^2 / L K_g)$ 。

Molerus(1994)认为要较为可信地预测传热表面和流化床间的传热,用无量纲分析是最佳的方法。他根据对不同粒径和床料的试验数据拟合出努谢尔特数  $Nu$  随阿基米德数  $Ar$  和压降数的经验公式,并且用自己的试验结果验证了该经验公式,而取之于 Duisberg 和 Flensburg 的循环流化床锅炉的运行数据也符合该公式。Molerus 争论说由此可以使用无量纲分析的方法而避免使用不确定的机理性模型。该经验公式表示如下:

$$Nu = (Nu_{gc} + Nu_{rad})^{0.5} \quad (28)$$

这里

$$Nu_{gc} = 2.85 \left[ \frac{\Delta P}{(d_p - d_g)(1 - X_{mf})g\Delta L} + 0.00328 Re_c Pr \right]^{0.5} \quad (29)$$

$$Nu_{rad} = \frac{d_p}{K_{rad}} X_{rad} \frac{(T_{susp})^4 - (T_{wall})^4}{T_{susp} - T_{wall}} \quad (30)$$

基于无量纲分析 Nag 和 Moral(1990)也提出了计算传热的经验公式,他们提出的经验公式包括影响循环流化床中传热的各变量,诸如流化床床料性质,流化床气体性质,运行工况床体几何特性。该无量纲式根据他们自己的和其他研究人员的试验数据拟合而得,气流速度范围为 3.2~1.25 m/s,粒径为 100~900  $\mu\text{m}$ ,固体颗粒悬浮密度为 25~80 kg/m<sup>3</sup>,床温为 305~1123℃。结果表明传热系数受固体颗粒悬浮密度和粒径影响很大,而受气体速度影响较小。不过,该公式仍需商业运行锅炉实际运行数据的验证。初步的工作表明用 Nag 和 Moral(1991)的拟合式来预测 Flensburg 循环流化床锅炉炉膛中的传热情况其值偏大。

## 5 设计探讨

本节探讨基于目前对有关传热知识的了解如何考虑实际设计循环流化床炉膛的传热面。前而已经讨论过有不少传热机理模型(表 1)可用来预测循环流化床炉膛中的传热,而所



有的传热理论模型受到基础床内流体动力特性模型发展的限制。因此,对炉膛中完整的传热分析就要在一些假定或经验基础上进行。

Basu 和 Fraser(1991)给出了一种简单计算传热的方法。这一方法提供了最初方案设计或初步评估供货商设计方案时确定炉膛尺寸时的初步传热分析方法。

一般将循环流化床锅炉炉膛分为 2 个部分,炉膛下部由耐火材料层所包覆,二次风口、固体颗粒返料口和给料口均布置在这个区域内,从而这一部分炉膛吸热来说其重要性较小。炉膛上部由产生蒸汽的水冷壁(称蒸发受热面)包围其成,在上部区域中,固体颗粒浓度随床高增加单调减小。试验结果(Brereton 和 Stromberg, 1986; Andersson 和 Leckner, 1992; Divillio 和 Boyd, 1994)表明根据实验数据可以关联出浓度随床高变化的简单指数关系式。目前已发展的流体动力模型(Li 等, 1980; Kumi 和 Leverspiel, 1991; Zhang, 1992)提出床内固体颗粒浓度沿床高指数衰减。在一些商用循环流化床锅炉满负荷运行条件下,二次风上方的固体颗粒浓度根据测量床内静压降计算可得,测量结果关联成下述指数方程,其关联系数为 0.93

$$d(x) = 43.7 \exp(-3.7463x/x_m) \quad (31)$$

其中是常数 3.7463 与气流速度无关,但受固体颗粒循环倍率影响(Brereton 和 Stromberg, 1986)。不过,对于一定给定系统其指数是一个常数。公式(32)关联了一些容量为 12MW<sub>e</sub>到 125MW<sub>e</sub>,运行于 850℃左右床温的商业锅炉中壁面的传热系数。将根据(31)处得到的不同床高固体颗粒浓度代入经验公式(32)中,就可以计算炉膛中某一特定高度的传热系数

$$h = 40d^{0.5} \quad (32)$$

通常开始设计 1 台循环流化床锅炉时,锅炉设计人员采用一沿整个水冷壁高度上的平均传热系数进行设计计算。出于这一缘故,在一商用智能系统(CFBCAD, 1994)中,设计

1 台循环流化床锅炉时用下式来计算平均传热系数:

$$h_{av} = 0.39(d_{usav})^{0.35}(T_{av})^{0.79} \quad (33)$$

## 6 结语

本文综述了近年来有关循环流化床中的传热机理和数学模型研究概况,主要有以下几点:

(1) 至目前为止有关循环流化床中传热的了解仍在认识与发展阶段,不过,建立具有实用性的近似解法已经是有可能的了。

(2) 目前,已有一些传热机理模型用于描述壁面上的传热数据,各有优缺点。不过,这些传热模型可用于推测或估计判断传热率。

## 符号表示

$A$ ——式(26)中常数

$A_p$ ——固体颗粒比表面积,  $m^2/m^3$

$A_r$ ——阿基米德数

$B$ ——式(26)中参数

$C$ ——固体颗粒平均体积浓度,  $kg/m^3$

$C_c$ ——颗粒团比热,  $kJ/kg \cdot ^\circ C$

$C_e$ ——气膜比热,  $kJ/kg \cdot ^\circ C$

$C_g$ ——气体比热,  $kJ/kg \cdot ^\circ C$

$C_p, C_s$ ——床中固体颗粒比热,  $kJ/kg \cdot ^\circ C$

$c$ ——式(4)中参数

$d_p$ ——床内固体颗粒平均粒径,  $m$

$f$ ——颗粒团覆盖壁面率

$g$ ——重力加速度,  $m/s^2$

$h$ ——总传热系数,  $W/m^2 \cdot ^\circ C$

$h_{av}$ ——基于设计表面积的平均床壁面传热系数,  $W/m^2 \cdot ^\circ C$

$h_g$ ——气体对流传热系数,  $W/m^2 \cdot ^\circ C$

$h_{gp}$ ——气-固对流传热系数,  $W/m^2 \cdot ^\circ C$

$h_p$ ——固体颗粒对流传热系数,  $W/m^2 \cdot ^\circ C$

$h_{pt}$ ——固体颗粒瞬态对流传热系数,  $W/m^2 \cdot ^\circ C$

$h_r$ ——辐射传热系数,  $W/m^2 \cdot ^\circ C$

$h_x$ ——距炉膛顶部距离为  $x$  处的传热系数,  $W/m^2 \cdot ^\circ C$

$K_c$ ——颗粒团导热系数,  $W/m \cdot ^\circ C$

$K_d$ ——稀相导热系数,  $W/m^2 \cdot ^\circ C$

$Nu$ —— $hd_p/k_g$

$Nu_s$ —— $h_g d_p/k_g$

$Nu_{gc}$ ——  $h_{gc} d_p / k_g$

$Nu_{rad}$ ——  $h_{rad} d_p / k_g$

$n$ —— 式 (8) 中固体颗粒径与气体层厚度的比

$Pr$ —— 普朗特数

$Q_{cg}$ —— 气体对流热流,  $W / m^2$

$Q_{cp}$ —— 固体颗粒对流热流,  $W / m^2$

$Q_r$ —— 辐射热流,  $W / m^2$

$Q_s$ —— 热量释放速度,  $W / m^3$

$Re_t$ —— 床体雷诺数,  $U_g d_t d_g / \mu_g$

$T$ —— 温度,  $^{\circ}C$

$T_{av}$ —— 平均床温,  $^{\circ}C$

$T_b$ —— 床温,  $^{\circ}C$

$T_g$ —— 气体温度,  $^{\circ}C$

$T_{susp}$ —— 床内悬浮固体颗粒层温度,  $^{\circ}C$

$T_w$ —— 壁面温度,  $^{\circ}C$

$T_{wall}$ —— 壁面温度,  $^{\circ}C$

$t$ —— 与壁面接触时间,  $s$

$U_e$ —— 贴壁气膜速度,  $m / s$

$U_g$ —— 空截面气速,  $m / s$

$U_p$ —— 固体颗粒轴向速度,  $m / s$

$V_m$ —— 颗粒团贴壁最大下滑速度,  $m / s$

$V_t$ —— 床内平均颗粒径固体颗粒的终端速度,  $m / s$

$K_e$ —— 式 (20) 中的气膜导热系数,  $W / m^{\circ} C$

$K_g$ —— 气体导热系数,  $W / m^{\circ} C$

$K_p$ —— 固体颗粒导热系数,  $W / m^{\circ} C$

$K_{rad}$ —— 辐射层导热系数,  $W / m^{\circ} C$

$L$ —— 颗粒团贴壁滑动特征长度,  $m$

$L_m$ —— 平均射线行程,  $m$

$\Delta L$ —— 沿炉膛高度,  $m$

$Nu_{wp}$ —— 固体颗粒努谢尔特数,  $hd_p / k_g$

$x$ —— 二次风入口上方高度,  $m$

$x_m$ —— 二次风入口至炉膛出口中心位置的高度,  $m$

$Y$ —— 稀相区中固体颗粒的体积百分数, %

$y$ —— 距壁面径向距离,  $m$

$Z$ —— 式 (4) 中的参数

希腊字母

$W$ —— 壁面与颗粒团间气体层的无量纲厚度床内固体颗粒体积百分率

$W_c$ —— 壁面固体颗粒团平均浓度

$X$ —— 空隙率

$X_b$ —— 床体吸收率

$X_s$ —— 颗粒团空隙率

颗粒团吸收率

$X_{mf}$ —— 临界流态化条件下床层空隙率

$X_p$ —— 固体颗粒团吸收率

$X_{rad}$ —— 辐射吸收率

$X_w$ —— 贴壁处空隙率

壁面吸收率

$c$ —— 常数, 3.1415926

$d_b$ —— 床层固体颗粒平均浓度,  $kg / m^3$

$d_c$ —— 颗粒团密度,  $kg / m^3$

$d_{ds}$ —— 气-固分散相密度,  $kg / m^3$

$d_e$ —— 气膜密度,  $kg / m^3$

$d_g$ —— 气体密度,  $kg / m^3$

$d_p$ —— 固体颗粒密度,  $kg / m^3$

$d_{susp}$ —— 炉膛上部气-固悬浮物平均密度,  $kg / m^3$

$e$ —— 斯蒂芬-波尔兹曼常数,  $5.67 \times 10^{-8} W / m^2 \cdot K^4$

## 参 考 文 献

- [1] CFB Technology I (1986), II (1988), III (1991), IV (1994), V (1996). Inter. Conf. on Circulating Fluidized Bed, I ~ IV. Pergamon Press, Oxford, V A IChE
- [2] 3rd (1980), 7th (1993), 8th (1988), 10th (1989), 11st (1991), 12nd (1993), 13rd (1995). International Conference on FBC. ASM E ed.
- [3] International Journal of Heat Transfer and Mass Transfer
- [4] A. I. Ch. E. Journal
- [5] Powder Technology
- [6] Chemical Engineering Science
- [7] 中国工程热物理学会传热质学术会议
- [8] Basu P, Fraser S. CFB-Boiler-Design and Operation, Butterworths-Heinemann, Stoneham. ISBN 0-7506-9226-x, 1991
- [9] 程乐鸣. 浙江大学博士学位论文. 1996
- [10] Basu, 程乐鸣, 岑可法. Heat and Mass Transfer. Inter. J. 1996, pp. 2711~ 2722

第一作者简介 程乐鸣,男,1965年生,1987年毕业于浙江大学,1992获硕士学位,1996获博士学位,1994年作为访问学者在加拿大 Technical University of Nova Scotia 学习工作 15个月。一直从事低污染燃烧与传热的理论和技术研究。在国内外杂志和会议上发表论文近 60余篇,与他人合作翻译《循环流化床锅炉的设计与运行》,与他人合作撰写《循环流化床锅炉理论与设计》。

significances. Figs 2

**Li Jun**(Xi'an, Xi'an Jiaotong University), **Feng Zhen-ping**, **Shen Zu-da**. **A Study on Optimum Design of Mixed Direct-Inverse Problems of Transonic Turbine Cascades**. **Power Engineering**, 1998, 18(1): 19~ 23, 18

This paper presents an aerodynamic optimum design method for transonic turbine cascades, with the help of genetic algorithm. For a given pressure distribution along the suction side, with the minimizing mean-square deviation between the aimed and the computed pressure as the objective function, the latter being obtained by the direct problem analyzing programme, starting from an existing profile, genetic algorithm is applied for finding the optimum design model for mixed direct-inverse problems of new profiles. Results obtained by optimum design show that the model and the algorithm as presented in this paper is capable of effectively optimizing profiles and thus open a new field for exploring and researching ways of optimizing the design of turbo-machinery components. Figs 8 and refs 6.

**Cheng Le-ming**(Hangzhou, Zhejiang University), **Luo Zhong-yang**, **Ni Ming-jiang**, **Li Xuantian**, **Zhou Jin-song**, **Cen Ke-fa**. **A Summary of the Circulating Fluidized Bed Heat Transfer (Mathematical Model Part)**. **Power Engineering**, 1998, 18(1): 24~ 33

This paper overviewed on the heat transfer models in circulating fluidized beds. The authors discussed the influence parameters and the mechanics. Figs 2, table 1 and refs 10.

**Zhang Wen-hong**(Xi'an Jiaotong University), **Liu Tai-sheng**, **He Be-shu**, **Wang Jin-zhi**, **Xu Jin-yuan**. **Experimental Studies of Residual Swirl in Tangentially-Fired Furnace**. **Power Engineering**, 1998, 18(1): 34~ 37

The authors of this paper have carefully measured the velocity fields in the platen zone and at the entry of horizontal gas-pass on an isothermal model, and studied the decay of the swirl intensity along the vertical direction. This paper has analyzed the causes of heat imbalance on the above basis, obtained further more the principles of gas flow in the upper furnace, and provided also the basis to depress the heat imbalance. Figs 4, table 1 and refs 4.

**Kuang Ping-jian**(Shanghai, Shanghai University of Science and Technology), **Cau Wai-wu**, **Ruan Geng-jian**, **Liu Wen-tie**, **Huang Jin-bo**. **The Theoretical Analysis and Experimental Research of Convective Heat Transfer of Dilute Gas-Solid Two-Phase Flow across Circular Tubes**. **Power Engineering**, 1998, 18(1): 38~ 42, 64

This paper researched the convective heat transfer of dilute gas-solid two-phase flow across the circular tubes. Based on the theoretical analysis, the experimental research was carried out in the dilute gas-solid mixture zone which was located on the top of circulating fluidized bed test model. The kinds of arenaceous quartz, whose overage diameters are 137 $\mu$ m, 146 $\mu$ m and 326 $\mu$ m respectively, are used as fluidizing particles. The experimental re-