

导向管喷动流化床内颗粒停留时间模型

陈明强* 颜涌捷 任铮伟 毛元夫

(华东理工大学资源与环境工程学院能源化工系, 上海 200237)

摘 要 通过对导向管喷动流化床的喷动区和流化区分别进行质量平衡和动量平衡, 得出了描述连续流动条件下其床层内粒子停留时间的数学模型。本模型所得计算结果与以前报道的实验结果一致。

关键词 喷动流化床 停留时间 导向管 模型

引言

50 年代喷动床在加拿大被发明后, 该流态化技术已有了长足进步, 其应用范围也从传统的干燥、造粒之类发展到石油裂解、焦炭活化及劣质煤的燃烧和气化等领域。有关论文已发表了数百篇。最近祝金旭和洪江对该技术的发展和现状作了较完整的介绍^[1]。

为克服传统喷动床的某些缺陷, 开发了多种改进床型, 带导向管的喷动流化床为其中之一。它克服了传统喷动床环形区气固接触不良和高床层时喷动不稳定的缺点, 也无传统流化床分层和节涌的问题, 故近年来很受重视, 对其流动特性的研究已有不少报道^[2-4]。但在这些研究中固相粒子并非连续进出, 无法考察颗粒在床内的平均停留时间等。Cook 等曾研究了颗粒在连续喷动床中的停留特性^[5], 而对喷动流化床则缺乏这类研究。对很多场合, 尤其在煤的燃烧和气化等工艺中, 粒子平均停留时间是决定床层操作性能的重要因素。不久前, 作者针对把该床型用于增压流化床联合循环发电技术 (PFBC-CC) 中前置高温裂解炉的设想, 在加压和固相连续进出的条件下研究了导向管喷动流化床内粒子的停留特性^[6], 本文将在此基础上, 进一步得出该装置内粒子停留特性的数学模型。

1 实验方法

实验用喷动流化床以不锈钢制造, 其主要部分是一内径 42.5 mm 的圆筒, 下部与 60° 的倒锥体分布板相连。板上分两圈均匀排列 54 个直径 0.5 mm 的小孔。筒体一侧距下部 180 mm 处安有进料管, 另一侧距下部 430 mm 处有出料管, 两者内径均为 20 mm。圆筒中心有 $\phi 20 \times 2.5$ mm 的导向管, 高 250 mm, 其位置可上下调节。喷动气和流化气的进口管内径均为 10 mm。

以粒径 0.63 ~ 1.6 mm 的神府煤粒子为固相, 压缩空气为气相。系统压力 0.11 ~ 0.50 MPa, 固体进料速率 1.02 ~ 1.53 kg·h⁻¹, 喷动气流量 0.88 ~ 4.74 m³·h⁻¹, 流化气流量 0 ~ 2.50 m³·h⁻¹。

实验中压缩空气经两转子流量计计量后, 分别作为喷动气和流化气进入床内, 与经螺旋

1998-01-12 收到初稿, 1998-05-28 收到修改稿。

联系人: 颜涌捷, 第一作者: 陈明强, 男, 34 岁, 硕士, 讲师。

* 现在淮南工业学院工作。

加料器送入的煤粒混合, 绝大部分颗粒在气固混合运动中由出料口溢出后流入排料罐, 极少部分细小颗粒随气相经排气口排出。经一定时间连续运转后, 同时关闭气固相进料, 放出排料罐、床内和料斗中的粒子分别称重, 利用测得的床内固体持有量和预先测得的粒子进料量, 即可算得一定实验条件下床内颗粒平均停留时间。实验装置和方法的详情见前报^[6]。

2 模型描述

本模型研究的床型如图 1 所示。喷动气由底部中心喷嘴进入, 流化气则由喷嘴周围的锥形分布板进入。床中心安有导向管, 粒子的进料和出料口位于床相对的两侧。由里向外可把床层分为中间的喷动区和周围的环形区两部分。由下向上则把床层分为 4 段, 其中 AB 间为卷吸段, BC 间为隔离段, CD 间为膨胀段, DE 间为喷泉段。操作中粒子由进料口进入环形区后立即加入循环, 并在卷吸段内进入喷动区。在到达喷泉段最高点后下落, 其中的一部分由出料口流出, 大部分进入环形区再循环。

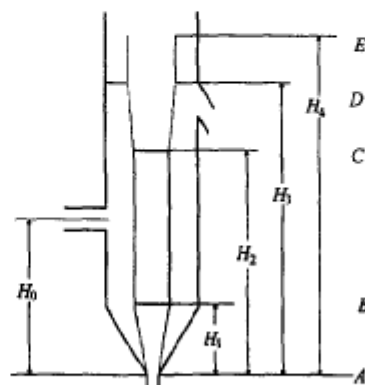


Fig.1 Schematic of spout-fluid bed

为能获得实用的数学模型, 必须对该过程作适当简化。本文根据所研究装置特点, 并参考 Stocker 的处理方法^[7], 作如下假定。

(1) 喷动区和环形区中的气固相浓度沿径向均匀分布, 且粒子出料口直径足够大, 使粒子进出料速率对床层高度的影响可忽略。下文计算中取出料口上沿位置为床层高度。

(2) 参考 Stocker 对喷动床反应器的处理方法, 认为在卷吸段内喷动区直径呈线性膨胀。故在距喷嘴轴向距离 z 处喷动区的直径可表示为

$$D_s = D_1 + \frac{(D_t - D_1)z}{H_1} \quad (1)$$

出导向管的喷动区直径也认为呈线性膨胀, 其膨胀速率可用一扩张角 φ 表示。这样在该区距轴向距离 z 处喷动区的直径可表示为

$$D_s = D_1 + 2(z - H_2)\tan\frac{\varphi}{2} \quad (2)$$

但 φ 值不但受固体粒子的影响, 还与喷动速率、流体密度和压力差等因素有关, 难以精确估算^[7]。在本文的计算中, 取 $\varphi = 5^\circ$ 。

按以上假定, 在床层的任一轴向距离上的喷动区和环形区的面积及此面积随 z 的变化率均可算得。

(3) 喷动区和环形区间的物质交换仅在卷吸段内进行, 其速率在轴向是相同的, 故对固相有

$$\frac{dW_s}{dz} = \frac{W_t}{H_1} \quad (3)$$

式中 W_t 为通过导向管的粒子循环速率, 故在卷吸段的喷动区内有

$$W_s = zW_t/H_1 \quad (4)$$

由于在卷吸段内无粒子流入床内和流出床外, 故有

$$\frac{dW_s}{dz} = \frac{dW_a}{dz} \quad (5)$$

上式两边都取正号, 因在环形区是以向下作为粒子运动的正方向的. 而在卷吸段以上则有

$$W_a = W_t \quad z \leq H_0 \quad (6)$$

和

$$W_a = W_t - R \quad H_0 < z \leq H_3 \quad (7)$$

对气相则有

$$\frac{dG_s}{dz} = -\frac{G_B}{H_1} \quad (8)$$

G_B 为走旁路的喷动气总流率. 对其确定也很困难. 它不但受床层结构的影响, 也受气体性质和流量的影响, 流化气的引入对喷动气的旁路也有抑制作用^[4]. 对无导向管的喷动床中气体的旁路流量有一些关联式^[3], 但似乎难以用于有导向管的场合, 更不用说还需考虑流化气的影响了. 为此在本文的计算中采用了如下关联式

$$G_B = AG_{s,0}(B - \frac{G_{s,0}}{G_{a,0}}) \quad (9)$$

式中后一项表示流化气的引入对喷动气旁路的抑制作用. 常数 A 和 B 与床层结构和物系性质有关. 对本研究系统, 取 $A = 0.35$ 和 $B = 1$.

卷吸段内环形区中的气体流量可表示为

$$G_a = G_B + G_{s,0} \frac{A_s}{A_{a,T}} \quad (10)$$

式中 $A_{a,T}$ 为 $z = H_1$ 处的环形区面积.

在 H_1 以上, 喷动区和环形区内的气相流率均不再变化.

按以上假定, 当 W_t 、 $G_{s,0}$ 和 $G_{a,0}$ 确定后, 在 H_3 以下任一距离上喷动区和环形区内的气相流率及其随 z 的变化率都可确定.

(4) 采用 Yang 对循环流化床的处理方法^[8], 认为在 $z = H_3$ 处喷动区和环形区中的压力相同. 此外还认为在喷泉段的任一截面上, 粒子由喷动区上升的速度和由环形区下降的速度相同. 这意味着在喷泉段内喷动区和环形区中的粒子持有量相等.

此外, 为了简化模型, 在下文推导中忽略气体与床壁和粒子与床壁间的摩擦力. 且由于全塔压降很小, 也忽略气体密度的变化.

3 模型推导

3.1 喷动区方程的导出

喷动区内气体的流动速率可表示为

$$G_s = \epsilon_s A_s U_s \rho_g \quad (11)$$

对两边求导并整理后可得

$$\frac{dU_s}{dz} = -U_s \left(\frac{d\epsilon_s/dz}{\epsilon_s} + \frac{dA_s/dz}{A_s} - \frac{dG_s/dz}{G_s} \right) \quad (12)$$

上式中最后一项表示气体旁路对气速的影响. 显然只有在卷吸段内上式右边 3 项才都存在.

在隔离段内仅第 1 项存在,而在膨胀段内则第 1 和第 2 项存在.

喷动区内粒子流动速率可表示为

$$W_s = (1 - \epsilon_s) A_s V_s \rho_p \quad (13)$$

对其求导并整理后同样可得

$$\frac{d\epsilon_s}{dz} = (1 - \epsilon_s) \left(\frac{dV_s/dz}{V_s} + \frac{dA_s/dz}{A_s} - \frac{dW_s/dz}{W_s} \right) \quad (14)$$

上式最后一项表示粒子由环形区进入喷动区对空隙率的影响.容易看出在 3 个不同区段内其右边各项的存在情况和式(13)相同.

在稳定流动情况下,气体动量沿轴向的变化应是其所受表面力和体积力之和,故喷动区中气相动量方程可表示为

$$d(G_s U_s) = -\epsilon_s A_s dP_s + \beta A_s (V_s - U_s) dz - \epsilon_s A_s \rho_g g dz \quad (15)$$

式中等号右边各项依次表示床内压差、固相曳力和重力对气体动量变化的影响.其中的 β 为气体和粒子间的曳力系数,可表示为^[9]

$$\beta = 150 \frac{(1 - \epsilon)^2 \mu}{\epsilon (d_p \phi)^2} + 1.75 \frac{\rho_k |U - V| (1 - \epsilon)}{d_p \phi} \quad \epsilon \leq 0.8 \quad (16)$$

和

$$\beta = \frac{3C_d \epsilon |U - V| \rho_k (1 - \epsilon)}{4d_p \phi} \epsilon^{-2.7} \quad \epsilon > 0.8 \quad (17)$$

对式中的 C_d , 则有^[9]

$$C_d = \frac{24}{Re} (1 + 0.15 Re^{0.687}) \quad Re \leq 1000 \quad (18)$$

$$C_d = 4 \quad Re > 1000 \quad (19)$$

式中

$$Re = \frac{d_p |U - V| \phi \rho_k \epsilon}{\mu} \quad (20)$$

将式(15)整理后可得

$$\frac{dP_s}{dz} = -\rho_g U_s \frac{dU_s}{dz} - \frac{U_s dG_s}{\epsilon_s A_s dz} - \frac{\beta(U_s - V_s)}{\epsilon_s} - g \rho_g \quad (21)$$

类似可得喷动区中固相动量方程为

$$d(W_s V_s) = -(1 - \epsilon_s) A_s dP_s + \beta A_s (U_s - V_s) dz - (1 - \epsilon_s) (\rho_p - \rho_g) A_s g dz \quad (22)$$

式中等号右边最后一项表示重力和浮力对动量变化的影响.整理后有

$$\frac{dV_s}{dz} = -\frac{1}{\rho_p V_s} \frac{dP_s}{dz} - \frac{V_s dW_s}{W_s dz} + \frac{\beta A_s (U_s - V_s)}{W_s} + \frac{g}{V_s} \left(\frac{\rho_g}{\rho_p} - 1 \right) \quad (23)$$

以上各式中仅 U_s 、 V_s 、 ϵ_s 和 P_s 等 4 个未知数,用式(12)、式(14)、式 21 和式(23)即可确定,其边界条件为

$$z = 0, U_s = G_{s,0}/A_{s,0}, V_s = 0, \epsilon_s = 1, P_s = P_0 \quad (24)$$

3.2 环形区方程的导出

由环形区中的气体和粒子的流动方程同样可求得

$$\frac{dU_g}{dz} = -U_g \left(\frac{d\epsilon_g/dz}{\epsilon_g} + \frac{dA_g/dz}{A_g} - \frac{dG_g/dz}{G_g} \right) \quad (25)$$

和

$$\frac{d\epsilon_a}{dz} = (1 - \epsilon_a) \left(\frac{dV_a/dz}{V_a} + \frac{dA_a/dz}{A_a} - \frac{dW_a/dz}{W_a} \right) \quad (26)$$

环形区中气相和固相的动量方程可分别表示为

$$d(G_a U_a) = -\epsilon_a A_a dP_a - \beta A_a (U_a + V_a) dz - \epsilon_a \rho_g A_a g dz \quad (27)$$

和

$$d(W_a V_a) = (1 - \epsilon_a) A_a dP_a + \beta A_a (U_a + V_a) dz + (1 - \epsilon_a) (\rho_p - \rho_g) A_a g dz \quad (28)$$

上两式等号右边第 2 项括号内都是正号, 是因在环形区中气相和固相的运动方向是相反的. 将其分别整理后可得

$$\frac{dP_a}{dz} = -\rho_g U_a \frac{dU_a}{dz} - \frac{U_a dG_a}{\epsilon_a A_a dz} - \frac{\beta(U_a + V_a)}{\epsilon_a} - g\rho_g \quad (29)$$

和

$$\frac{dV_a}{dz} = -\frac{1}{\rho_p V_a} \frac{dP_a}{dz} - \frac{V_a dW_a}{W_a dz} + \frac{\beta A_a (U_a + V_a)}{W_a} + \frac{g}{V_a} \left(\frac{\rho_g}{\rho_p} - 1 \right) \quad (30)$$

以式(25)、式(26)、式(29)和式(30)可确定 U_a 、 V_a 、 ϵ_a 和 P_a 等 4 个未知数, 其边界条件为

$$z = 0 \quad U_a = 0 \quad V_a = 0 \quad \epsilon_a = 0.4 \quad P_a = P_0 \quad (31)$$

以上 ϵ_a 的初值是估算得到的, 但计算表明, 取 0.3 或 0.5 为 ϵ_a 的初值对结果无任何影响.

3.3 模型的计算

如前所假定的, 在 $z = H_3$ 处, 喷动区和环形区中的压力应相同. 为此可先设一个粒子循环速率 W_1 , 将其代入上述微分方程组后在 H_1 到 H_3 间进行数值计算, 分别求得喷动区压降 ΔP_s 、环形区压降 ΔP_a , 若两者之差小于允许值, 则认为所设 W_1 正确, 可继续进行计算至 $V_s = 0$ 处(此点即 H_4), 并利用计算中所得各区间空隙率求得床内粒子总量, 即有

$$M = \rho_p \int_0^{H_4} [(1 - \epsilon_s) A_s + (1 - \epsilon_a) A_a] dz \quad (32)$$

从而可求得粒子在床内的停留时间为

$$\tau = M/R \quad (33)$$

若 ΔP_s 和 ΔP_a 之差大于允许值, 则重设 W_1 再作计算. 由于 W_1 的变化对于 ΔP_s 有很大影响, 而对 ΔP_a 基本无影响, 故容易获得正确结果.

4 模型的验证

用前述实验所得数据和本模型计算值进行了比较, 其结果见图 2. 可见二者符合得很好, 仅箭头所指两点有较大偏差. 但此两点所代表的是粒子速度接近带出速度的实验条件, 所得实验值远离实验曲线^[6], 故其和计算值有大的偏差是合理的. 如不计入此两点, 平均偏差仅 3.6%.

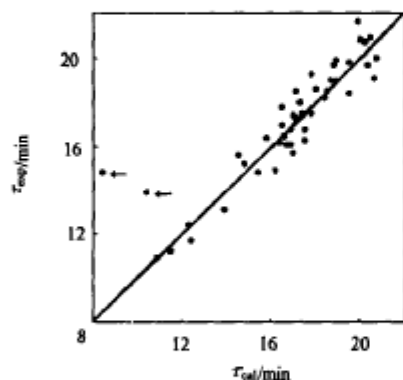


Fig. 2 Comparison between calculated and experimental values of τ

由推导过程可知, 该模型也可用于计算床层内的粒子循环速率和压力降, 这将有待于实验来加以验证.

符 号 说 明

A ——面积, m^2	V ——粒子流速, $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
C_D ——曳力系数	W ——粒子质量流率, $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$
D_c ——床内径, m	W_t ——粒子总循环流率, $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$
D_i ——喷嘴内径, m	z ——轴向距离, m
D_t ——导向管内径, m	β ——气固作用常数, $\text{kg}\cdot(\text{s}\cdot\text{m}^3)^{-1}$
D_s ——喷动段直径, m	ϕ ——形状因子
d_p ——粒子内径, m	ρ ——密度, $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$
G ——气体质量流率, $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$	ϵ ——空隙率
g ——重力加速度, $\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$	μ ——气体粘度, $\text{Pa}\cdot\text{s}$
H ——图 1 所定义距离, m	τ ——粒子停留时间, min
M ——床内粒子总持有量, kg	
P ——压力, Pa	
R ——粒子进料速率, $\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$	
Re ——雷诺数	
U ——气体流速, $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	

下角标

a ——环隙区
g ——气体
o ——进口
p ——粒子
s ——喷动区

参 考 文 献

- 1 祝金旭, 洪江. 化学反应工程与工艺, 1997, 13: 207
- 2 Yang W C, Keairs D L. Can J Chem Eng, 1983, 61: 349
- 3 Beruti F, Muir J R, Biehle L A. Can J Chem Eng, 1988, 66: 919
- 4 钱贤苗, 颜涌捷, 任铮伟. 华东理工大学学报, 1995, 21: 444
- 5 Cook H H, Bridgwater J. Can J Chem Eng, 1985, 63: 326
- 6 毛元夫, 陈明强, 颜涌捷. 化工冶金, 1998, 19(2): 135 ~ 139
- 7 Stocker R K, Eng J H, Behie L A. Can J Chem Eng, 1990, 68: 302
- 8 Yang W C, Keairs D L. AIChE Symp Series, 1978, 74: 218
- 9 Bouillard J X, Gidaspo D, Lyezkowski R W. Powder Tech, 1991, 66: 107

MODELING OF CHARACTERISTICS OF PARTICLE RESIDENCE TIME IN CONTINUOUS SPOUT - FLUID BED WITH DRAFT TUBE

Chen Mingqiang, Yan Yongjie, Ren Zhengwei and Mao Yuanfu

(Department of Chemical Engineering for Energy Resource, East China University of Science and Technology, Shanghai 200237)

Abstract By using the principles of conservation of mass and momentum in both spout and annular region, a model was developed for describing the characteristics of particle residence time in a continuous spout - fluid bed with a draft tube. The calculation based on this model agreed with the experimental data reported before.

Keywords spout - fluid bed, residence time, draft tube, model