中国科学 B辑:化学 2008 年 第 38 卷 第 7 期: 645 ~ 651
www.scichina.com chem.scichina.com
《中国科学》杂志社
SCIENCE IN CHINA PRESS

颗粒运动的声信号分析与气固流化床流化质量的判断

任聪静, 王靖岱*, 阳永荣

化学工程国家重点实验室, 浙江大学化学工程与生物工程学系, 杭州 310027

* 联系人, E-mail: wangjd@zju.edu.cn

收稿日期: 2008-01-03; 接受日期: 2008-03-09

国家自然科学基金重大项目(批准号: 20490205)和国家高技术研究发展计划(批准号: 2007AA04Z182)资助项目

摘要 根据颗粒碰撞流化床反应器壁面产生声信号的机理, 结合频谱分析以及颗粒温度理论, 获得了气固流化床颗粒温度与声信号平均能量以及表观气速的关系, 由此得到了不同气速下主流区和滞流区颗粒温度的计算公式. 由于颗粒温度的大小体现了体系中颗粒运动的活跃程度, 由此提出了临界颗粒温度的概念, 进而得到了气固流化床良好流化的判据, 即当 $T^* \geqslant T^*_{cr}$ 时, 床内颗粒具有一定的活跃程度, 整床流化质量良好, 没有出现团聚结块的流化床故障. 基于判据, 得到了流化床良好流化的临界操作气速. 由此获得了一种简单快捷、实时在线的流化床反应器流化状态检测的方法, 对工业上生产监控和操作优化具有重要的指导意义.

关键词
颗粒温度
声波
流化
结块

流化床反应器流化状态的检测与分析, 一直是国内外研究者关注的热点. 流化状态的好坏对工业上安全生产有着直接的影响, 如果不彻底掌握流化质量的调控规律, 对强放热聚合反应过程, 床层中流化粒子易聚集结块, 若不及时采取措施, 将影响流化状态, 甚至会“熔床”, 致使停产, 严重影响流化床的长期稳定生产. 在乙烯气相聚合流化床反应器中, 聚合物结块往往容易在颗粒滞留的区域附近生成[1], 其原因在于该区域颗粒运动不活跃, 无法快速带走反应热, 从而导致结块的产生. 然而, 实际生产经验表明, 在滞留区域存在的情况下, 当气速在一定范围内, 床内的反应和流化状态都比较稳定, 滞留区中并没有产生聚合物颗粒团聚和结块现象. 因此, 如何有效地判断流化床滞留区存在情况以及床内颗粒流化状态对工业上安全操作和流程监控具有重要的指导意义.

目前文献中提及对于流化状态的检测主要有压力脉动法和光线法, Wu等[2]利用压力脉动法对气固流化床流型进行了检测并对其建立了相关模型; 郝晓刚等[3]从多尺度角度利用光纤探头考察了气固流化床内颗粒流的运动规律; UCC公司也提出利用流化密度的变化规律来反映流化质量[4]. 但由于压力信号时间上具有时间不敏感性, 往往压力信号出现显著变化时, 床层流化质量已无法通过改变操作条件来改善; 而光纤测量则存在空间不敏感性, 不能对流化质量进行很好的监控; 利用流化密度判断流化质量则具有较大经验性, 较为间接和滞后. 因此, 寻找一种能灵敏、快捷判断流化质量的手段显得十分迫切. 近年来, 声波检测方法因具有不侵入流场、实时在线、方便快捷等优点已逐渐应用于气固流化床的参数测量中[5~8].

依据分子热运动与流化床内颗粒无序运动的相

似性, Campbell[9]提出了颗粒温度的概念. 与代表分子热运动的温度相比, 颗粒温度T^*不是一种热力学性质的温度, 而是一个通过流化气体将黏性和惯性力施加于颗粒上的稳态常数, 是流化气体向流化床中固体颗粒提供能量的动态常数 [10~13]. 颗粒温度与流化床内颗粒的运动有着直接的关联, 可以表征流化床内颗粒运动活跃程度 [14]. 目前, 文献上报道对于颗粒温度的测量方法主要有核磁共振法 [15]、激光多普勒法 [16]、漫射波光谱法 [17]以及正电子放射法 [18]等. 但由于这些方法存在诸如不适应工业环境、对人体有害等缺点, 其应用受到了一定的限制. 而声波测量方法则具有实时在线、检测灵敏、环保安全、不侵入流场等优点, 适用于工业环境, 能够进行实时在线的测量和监控. 因此, 本文将利用声发射测量技术, 根据颗粒碰撞产生声信号的机理, 结合声信号的频谱分析和颗粒温度理论, 以期得到声信号能量与颗粒运动状态和颗粒温度的关系, 进而获得流化床内流化质量的判据, 对工业生产起到指导作用.

1 实验装置及方法

实验装置主体结构如图 1 所示. 气固流化床为高 3000 mm、内径 250 mm的透明有机玻璃床, 净床高为 800 mm, 操作温度为室温. 声发射信号测量与数据采集分析系统(UNIAE 2003)由浙江大学联合化学反应工程研究所自行开发. 系统包括声波接收装置、放大装置、信号采集装置和信号处理装置 [19]. 在流化床侧壁分布板上方不同高度设置声发射探头进行测量. 声波采样频率为 500 kHz, 采样时间为 10 s. 实验中使用的粒子为聚乙烯颗粒(Geldart B类颗粒), 其密度为 944 kg·m^{-3}, 分别采用粒径为 0.482, 0.522, 0.584 和 0.640 mm的 4 种颗粒进行实验, 其起始流化速度u_{mf}列于表 1.

表 1 不同粒径颗粒的起始流化速度

粒径	起始流化速度/m·s^{-1}
0.482	0.100
0.522	0.110
0.584	0.125
0.640	0.140

2 声波能量及颗粒温度理论

2.1 声波能量

假设有n个粒径大小相同的同种颗粒, 其粒径与质量分别为d_p与m, 则在面积为ΔA的壁面上撞击产生的作用力为 [11]:

$$F(t)=\sum_{i=1}^{n}2mv_i\delta(t-t_i), \tag{1}$$

其中, $\delta(t)$为与时间 t 有关的 Dirac delta 函数, t_i 为第 i 个颗粒到达壁面的时间, v_i 为颗粒垂直撞击壁面的速度. 因此, 这些颗粒单位时间的平均作用力

$$\langle F(t)\rangle=\frac{2mv\int_0^t\delta(t-t_i)\mathrm{d}t}{t}, \tag{2}$$

v 为颗粒垂直撞击壁面的平均速度. 由于$\int_0^t\delta(t-t_i)\mathrm{d}t$

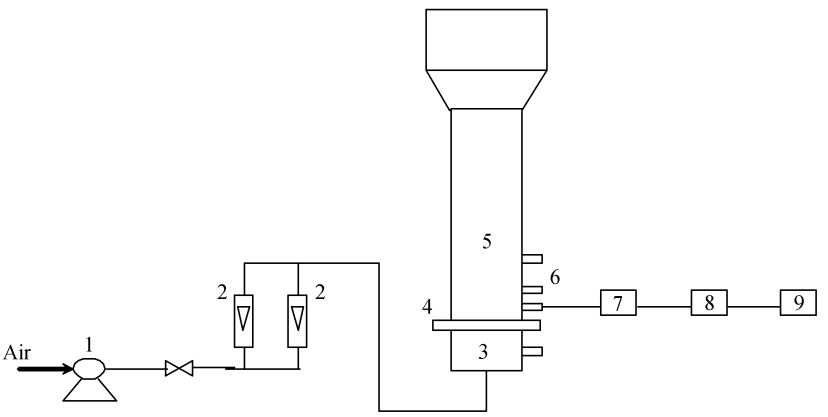

图 1 实验装置图

1, 风机; 2, 流量计; 3, 混合室; 4, 分布板; 5, 流化床; 6, 声发射探头; 7, 前置; 8, A/D 转换; 9, 计算机

$= f_p t$, f_p 为单位时间内在ΔA 面积上颗粒撞击壁面的频率. 故

$$\langle F(t)\rangle = 2mvf_p, \tag{3}$$

$$f_p = \frac{\rho_F}{m}\Delta A v, \tag{4}$$

其中ρ_F为颗粒体系的密度(即流化床整体密度), m 为颗粒质量.

由此产生的声压

$$P_a = \frac{\eta\langle F(t)\rangle}{\Delta A}, \tag{5}$$

η为撞击压力转化为声压的效率[20].

因此, 单位时间内粒径为 d_p, 质量为 m 的颗粒撞击壁面的平均声通量为:

$$\Delta J = P_a \Delta A v = 2\eta m v^2 f_p = 2\eta m v^3 \frac{\rho_F}{m}\Delta A = 2\eta v^3 \rho_F \Delta A. \tag{6}$$

所以 t 时间内, 粒径为 d_p, 质量为 m 的颗粒撞击壁面的声能量 E 为:

$$E = \int_0^t J\mathrm{d}t = \int_0^t\int_0^A 2\eta v^3 \rho_F \mathrm{d}A\mathrm{d}t = 2\eta v^3 \rho_F A t + C_0, \tag{7}$$

其中 A 为探头有效接收面积, C_0 为积分常数.

当n种不同粒径的同种球形颗粒组成的混合体系与壁面发生碰撞时, 设粒径为d_i的第i种颗粒的质量分数为x_i, 与器壁碰撞产生的声能量为E_i, 总的声能量为E_{mix}. 根据声波能量的线性叠加原理[11]可以得到

$$E_{mix} = \sum_i E_i x_i = 2\eta v^3 \rho_F A t + C_1, \tag{8}$$

式中 C_1 为积分常数, 从上式可知, 单粒径的能量计算式也适合计算混合粒径的能量. 对于流化床

$$\rho_F = \frac{H_0}{H_f}\rho_B, \tag{9}$$

H_0 为静床高, H_f 为总床层高度, ρ_B 为颗粒堆积密度. 则堆积密度可以写成

$$\rho_B = \alpha\rho_p, \tag{10}$$

其中 $a = \frac{H_0}{H_f}$ 为常数, ρ_p 为不扣除颗粒内孔体积的颗粒密度.

而对于总床层高度, 可以用Batu等[21]所建立的关联式来表示

$$\frac{H_f}{H_{mf}} = 1 + \frac{14.311(u-u_{mf})^{0.738} d_p^{1.006} \rho_p^{0.376}}{u_{mf}^{0.937}\rho_F^{0.126}}, \tag{11}$$

又 $H_{mf} \approx H_0$, 则

$$H_f = \left(1 + \frac{14.311(u-u_{mf})^{0.738} d_p^{1.006} \rho_p^{0.376}}{u_{mf}^{0.937}\rho_F^{0.126}}\right) H_0. \tag{12}$$

把式(9)、(10)、(12)代入到式(8), 可得流化床中混合粒径的声波能量为:

$$E_{mix} = \frac{2\alpha\eta v^3 \rho_p A t}{1 + \frac{14.311(u-u_{mf})^{0.738} d_p^{1.006} \rho_p^{0.376}}{u_{mf}^{0.937}\rho_g^{0.126}}} + C_1, \tag{13}$$

式中, 参数 C_1 为与物料有关的积分常数, η 为撞击压力转化为声压的效率, 也与物料有关, A 则是探头的有效接收面积, 在测量仪器固定条件下, 为定常数. α 也是与物料有关的常数. 因此, 在一定的操作条件和物料情况下, 参数 C_1 和 $\alpha\eta A$ 的值固定不变.

2.2 颗粒温度

根据颗粒温度的定义[9], $3T^* = \langle w'^2\rangle = \langle w^2\rangle - W^2$, 式中$w'$为颗粒的波动速度, w为颗粒速度, $\langle\rangle$表示取平均值, W为颗粒的平均速度. 对流化床中的颗粒, 由于稳态操作, $W^2 \approx 0$, 因此, $3T^* = \langle w'^2\rangle = \langle w^2\rangle - W^2 = \langle w^2\rangle$. 又$\langle w^2\rangle = \langle w_x^2\rangle + \langle w_y^2\rangle + \langle w_z^2\rangle$, 设垂直壁面的方向为$x$方向, 轴向方向$z$方向, 与$x$和$z$组成平面垂直方向为$y$方向. 根据颗粒在流化床内的无序性, 可以假设$\langle w_x^2\rangle = \langle w_y^2\rangle = \langle w_z^2\rangle$, 因此

$$T^* = \frac{\langle w^2\rangle}{3} = \frac{\langle w_x^2\rangle + \langle w_y^2\rangle + \langle w_z^2\rangle}{3} = \langle w_x^2\rangle, \tag{14}$$

根据 w_x 的定义可知, $w_x = v$, 所以可得

$$T^* = v^2. \tag{15}$$

由式(13)和(15)得到对流化床内所有区域(包括主流区和滞留区)都适用的颗粒温度的计算公式:

$$T^* = v^2 = \left(\frac{(E_{mix} - C_1)\left(1 + \frac{14.311(u-u_{mf})^{0.738} d_p^{1.006} \rho_p^{0.376}}{u_{mf}^{0.937}\rho_g^{0.126}}\right)}{2\alpha\eta A\rho_p t}\right)^{\frac{2}{3}}. \tag{16}$$

考虑到聚乙烯颗粒在Geldart颗粒分类法中属于

B类颗粒, 而B类颗粒在流化床主循环区中垂直撞击壁面的速率与表观气速和颗粒粒径之间具有如下的关系[13]:

$$v = u\left(\frac{D_0}{d_p}\right), \tag{17}$$

式中u为表观气速, D_0为经验常数, 对于气固流化床聚乙烯颗粒体系可以取D_0为0.3 mm[13]. 式中的v是指流化床主循环区颗粒垂直壁面的速度.

对于主循环区不同平均粒径的颗粒温度, 可由式(16)和(17)得到:

$$T^* = v^2 = u^2\left(\frac{D_0}{d_p}\right)^2. \tag{18}$$

3 结果与讨论

3.1 不同流动区域声信号能量与颗粒温度的关系

根据王靖岱等[22]的研究, 对于B类颗粒的气固流化床, 流化时产生双循环流动模式, 存在主流区(滞留区以外的两个循环区域)和滞留区, 利用声信号能量沿床高的变化可以得到滞留区的位置. 基于此, 本文将利用声波测量手段, 分析声信号能量在床层中的分布, 得到主流区和滞留区的平均能量. 这里, 声信号能量由实验室Matlab编程, 进行频谱分析运算得到. 在内径为 250 mm的冷模流化床中, 改变气速从 0.28~0.70 m·s^{-1}, 改变流化数ω从 2~5, 分别对 4 种不同粒径的颗粒进行实验. 以平均粒径为 0.640 mm的粒子为例, 得到了不同气速下主流区和滞留区声信号的平均能量, 结果如表 2 所示.

表 2 不同区域声能量与表观气速的关系(d_p = 0.640 mm)

u/m·s^{-1}	ω	主流区声能量/V^2	滞留区声能量/V^2
0.28	2	110.4	52.2
0.35	2.5	196.3	87.6
0.42	3	383.8	130.2
0.56	4	751.4	328.5
0.70	5	1480.6	675.2

将表 2 中主流区平均能量数据代入式(18), 计算可得不同气速下主流区的颗粒温度, 结果如图 2 所示. 由图可以看出, 随着气速的增大, 主流区颗粒温度也慢慢增加. 这是因为, 流化床内颗粒在气体带动下开始运动, 随着气速的增加, 颗粒运动的活跃程度也慢慢增加, 颗粒碰撞所产生声信号能量也变大, 因此表征颗粒活跃程度的颗粒温度也随之增大. 将主流区声信号能量和颗粒温度代入式(16), 可以得到参数C_1和$\alpha\eta A$的值分别为–13.4 和 1961.6, 因此, 颗粒温度(包括主循环区和滞留区)的计算公式可以写为:

$$T^* = v^2 = \left(\frac{\left(E_{\mathrm{mix}}+13.378\right)\left(1+\dfrac{14.311(u-u_{mf})^{0.738}d_p^{1.006}\rho_p^{0.376}}{u_{mf}^{0.937}\rho_g^{0.126}}\right)}{3923.2\rho_p t}\right)^{\frac{2}{3}}. \tag{19}$$

根据式(19)和表 2 中滞留区能量值可计算得到不同气速下滞留区的颗粒温度, 结果如图 2 所示. 由图可以看出, 在同样的气速下, 滞留区内的颗粒温度小于主流区, 这是因为, 主流区内流化均匀, 其间颗粒在气体作用下, 运动相对比较活跃. 而滞留区由于处在两个颗粒运动活跃的大小循环之间, 其间的颗粒运动受到主流区的限制, 因此颗粒温度较低.

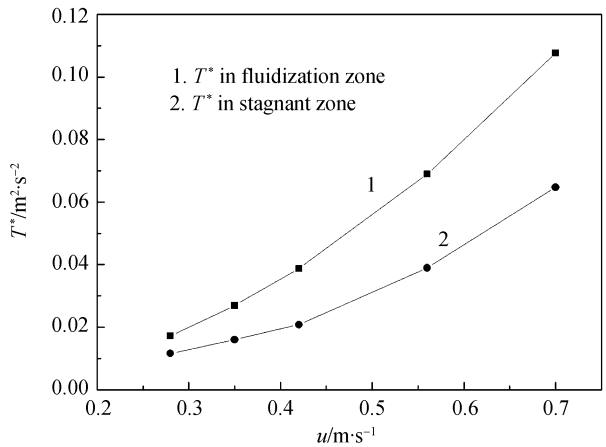

图 2 不同区域颗粒温度与表观气速的关系

d_p = 0.640 mm

3.2 气固流化床良好流化的判据

在气固流化床中, 对于无滞留区的流动状况, 当表观速度等于 3~10 倍的起始流化速度(u = (3~10) u_{mf})时, 流化效果最好, 流化床内没有结块产生[10,11]. 因此, 根据式(18)可以得出, 在无滞留区的流动状况

下, 当 $T^* \geqslant \left(3\frac{D_0}{d_p}u_{mf}\right)^2$ 时, 即可满足良好流化的条件. 由于颗粒温度表征了颗粒运动状态和运动活跃程度, 而滞留区的颗粒温度小于主流区的颗粒温度, 因此对于存在滞留区的流动状况, 如果滞留区内的颗粒温度满足条件 $T^* \geqslant \left(3\frac{D_0}{d_p}u_{mf}\right)^2$, 那么整个气固流化床内的颗粒具有一定的活跃程度, 流化状况良好, 床内不会出现团聚结块的流化床故障. 由此, 提出了气固流化床体系颗粒良好流化的判据, 即床内所有区域的颗粒温度都满足 $T^* \geqslant \left(3\frac{D_0}{d_p}u_{mf}\right)^2$, 这里定义临界颗粒温度 $T_{cr}^* = \left(3\frac{D_0}{d_p}u_{mf}\right)^2$, 因此判据可以简化为 $T^* \geqslant T_{cr}^*$, 该判据适用于B类颗粒的气固流化床.

3.3 临界操作气速

以粒径为 0.640 mm 颗粒为例, 将 D_0 = 0.3 mm, d_p = 0.640 mm, u_{mf} = 0.14 m·s^{-1} 代入 $T^*_{cr} = (3\frac{D_0}{d_p}u_{mf})^2$ 进行计算可得 T^*_{cr} = 0.039 m^2·s^{-2}. 由图 2 知, 当 T^* = 0.039 m^2·s^{-2} 时, 对应的滞留区 u = 0.58 m·s^{-1}, 因此当表观气速 u 大于 0.58 m·s^{-1} 时, 床内已经不存在真正的颗粒运动"滞留"区域, 床内的颗粒都处于较好的流化状态, 只是在有些区域颗粒处于相对不活跃的状态, 虽然存在"滞留区", 但只要颗粒温度大于临界颗粒温度, "滞留区"内不会发生团聚结块, 影响流化质量. 这里定义临界操作气速 u_{cr}, 该值为临界颗粒温度所对应的表观气速. 因此, 利用临界颗粒温度和临界操作气速, 可对工业上生产监控和操作优化起到指导作用.

3.4 粒径对临界颗粒温度和临界操作气速的影响

同样, 根据 $T^* \geqslant \left(3\frac{D_0}{d_p}u_{mf}\right)^2$ 和式(16), 分别可以得到粒径为 0.482, 0.522, 0.584 和 0.640 mm 4 种颗粒的临界颗粒温度和临界操作气速, 结果如图 3 和图 4 所示. 由图可知以看出, 随着粒径的增加, 临界颗粒温度和临界操作气速都随之增加, 这是因为随着粒径的增大, 利用气体吹扫带动粒子运动的能量随之增加, 进而使得保证流化床内粒子良好流化所需的操作气速也相应增加.

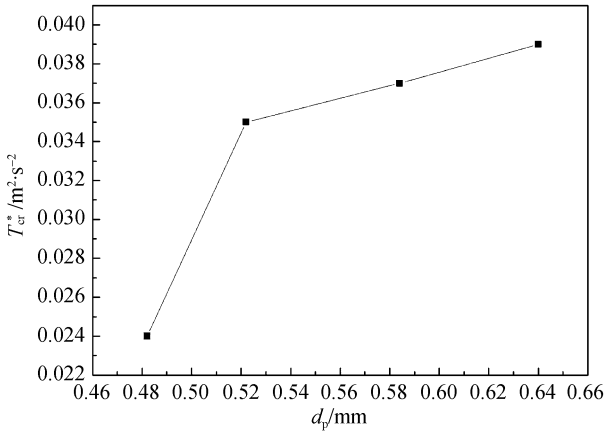

图 3 临界颗粒温度与粒径的关系

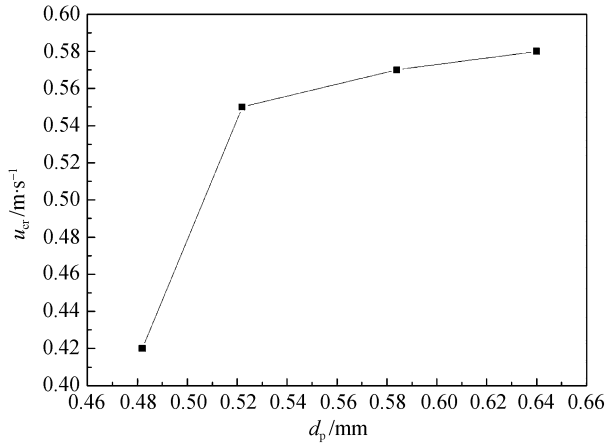

图 4 临界操作气速与粒径的关系

4 结论

(1) 根据气固流化床颗粒作用于器壁产生声信号的机理, 得到了颗粒撞击产生声信号能量的计算公式. 根据公式, 结合颗粒温度理论分析, 获得了不同高度下颗粒温度与表观气速和声信号能量的关系.

(2) 基于声信号能量分析, 得到流化床内主流区和滞流区的颗粒温度, 提出了临界颗粒温度的概念, 进而得到气固流化床良好流化的判据, 即当 $T^* \geqslant T^*_{cr}$

时, 床内颗粒具有一定的活跃程度, 整床流化质量良好, 没有出现团聚结块的流化床故障. 基于判据, 以粒径分别为 0.482, 0.522, 0.584 和 0.640 mm 的 4 种颗粒为例, 得到了不同粒径下的临界操作气速, 利用临界颗粒温度和临界操作气速, 可对工业上生产监控和操作优化起到指导作用.

符号说明

A —— 传感器能接收到信号的有效器壁面积, m^2
ΔA —— 碰撞区域的面积, m^2
d_p —— 颗粒直径, mm
D_0 —— 经验常数, mm
E —— 声信号能量, V^2
$F(t)$ —— 颗粒作用于壁面的速度, $m\cdot s^{-1}$
f_p —— 单位事件内在ΔA 面积上颗粒撞击壁面频率, Hz
H_0 —— 静床高, m
H_{mf} —— 起始流化速度下床高, m
H_f —— 总床高, m
ΔJ —— 声通量, $kg\cdot m^2\cdot s^{-3}$
m —— 颗粒质量, kg
P_a —— 声压, Pa
T^* —— 颗粒温度, $m^2\cdot s^{-2}$
T^*_{cr} —— 临界颗粒温度, $m^2\cdot s^{-2}$
u —— 表观气速, $m\cdot s^{-1}$
u_{cr} —— 临界操作气速, $m\cdot s^{-1}$
v —— 主循环区颗粒垂直壁面速度, $m\cdot s^{-1}$
w —— 颗粒速度, $m\cdot s^{-1}$
w' —— 颗粒波动速度, $m\cdot s^{-1}$
ω —— 流化数
W —— 颗粒平均速度, $m\cdot s^{-1}$
ρ_F —— 流化床流化密度, $kg\cdot s^{-3}$
ρ_B —— 颗粒堆积密度, $kg\cdot s^{-3}$
ρ_p —— 不扣除颗粒内孔体积的颗粒密度, $kg\cdot s^{-3}$
η —— 撞击压力转化为声压的效率

参考文献

1 Hendrickson G. Electrostatics and gas phase fluidized bed polymerization reactor wall sheeting, Chem Eng Sci, 2006, 61(4): 1041—1064[DOI]
2 Wu B, Kantzas A, He Z. Multiresolution analysis of pressure fluctuations in a gas-solids fluidized bed: Application to glass beads and polyethylene powder systems. Chem Eng J, 2007, 131(1): 23—33[DOI]
3 郝晓刚, 石炎福, 余华瑞. 鼓泡流化床中颗粒内循环流动结构模型. 燃料化学学报, 1998, 4(12): 350—354
4 Coode D, Mark G. US Patent, 5548042, 1994-08-20
5 Tsujimoto H, Yokoyama T, Huang C C, Sekiguchi I. Monitoring particle fluidization in a fluidized bed granulator with an acoustic emission sensor. Powder Tech, 2000, 113: 88—96[DOI]
6 Boyd J W R, Varley J. The uses of passive measurement of acoustic emissions from chemical engineering processes. Chem Eng Sci, 2001, 56(5): 1749—1767[DOI]
7 赵贵兵, 阳永荣, 侯琳熙. 流化床声发射机理及其在故障诊断中的应用. 化工学报, 2001, 52(11): 941—943
8 阳永荣, 侯琳熙, 王靖岱. 声波的多尺度分解与颗粒粒径分布的实验研究. 自然科学进展, 2005, 15(3): 380—384
9 Campbell C S. Rapid grannular flows. Ann Rev Fluid Mech, 1990, 22: 57—92[DOI]
10 Gidaspow D. Multiphase Flow and Fluidization-Continuum and Kinetic Theory Descriptions. San Diego: Academic Press, 1994: 239—354
11 Haar D T. Elements of Statistical Mechanics. New York: Rhinehart, 1954: 468
12 Cody G D, Bellows R J, Goldfarb D J, Wolf H A. A novel non-intrusive probe of particle motion and gas generation in the feed injection zone of the feed riser of a fluidized bed catalytic cracking unit. Powder Tech, 2000, 110: 128—142[DOI]
13 Gidaspow D, Bezburuah R, Ding J. Dense, Vertical Gas-Solid Flow in a Pipe. New York: Engineering Foundation, 1992: 75—82
14 Cody G D, Goldfarb D J, Storch Jr G V, Norris A N. Particle granular temperature in gas fluidized beds. Powder Tech, 1996, 87: 211—232[DOI]
15 Holland D J, Müller M J, Dennis J S, Gladden L F, Sederman A J. Spatially resolved measurement of anisotropic granular temperature in gas-fluidized beds. Powder Tech, 2008, 182(2): 171—181[DOI]
16 Breault R W, Guenther C P, Shadle L J. Velocity fluctuation interpretation in the near wall region of a dense riser. Powder Technology,

2005, 149(2): 68—77[DOI]

17 Zivkovic V, Biggs M J, Glass D H, Pagliai P, Buts A. Particle dynamics in a dense vibrated fluidized bed as revealed by diffusing wave spectroscopy. Powder Tech, 2008,182(2): 192—201[DOI]

18 Wildman R D, Huntley J M. Novel method for measurement of granular temperature distributions in two-dimensional vibro-fluidised beds. Powder Tech, 2000,113(1): 14—22[DOI]

19 阳永荣, 侯琳熙, 杨宝柱, 刘诚午, 胡晓萍, 王靖岱, 陈纪忠. 中国专利, ZL20031011358.7, 2006-12-06

20 马大猷. 声学手册. 北京: 科学出版社, 1983. 58—60

21 Batu S P, Shah B, Talwalker A. Fluidization correlations for coal gasification materials-minimum fluidization velocity and fluidized bed expansion ratio. AIChE Symp. Ser. 1978, 74: 176—184

22 王靖岱, 曹翌佳, 任聪静, 阳永荣, 侯琳熙. 气固流化床中声发射和流动模式关系. 化工学报, 2007, 58(7): 1713—1718