

化工冶金中的散式流态化

郭 慕 孙

(中国科学院化工冶金研究所)

摘 要

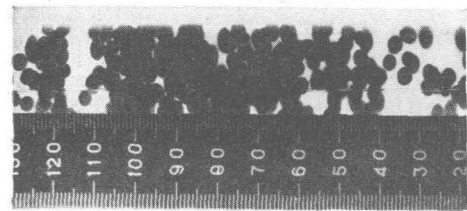
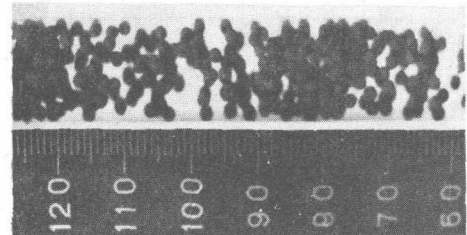
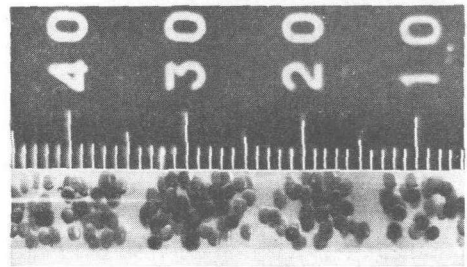
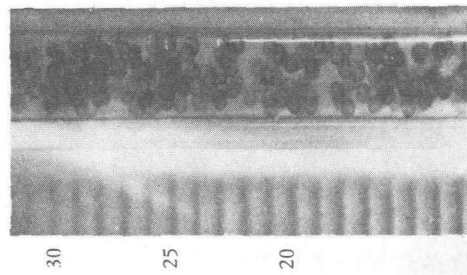
本文以散式流态化为基础,指明了一种完全均匀的理想流态化体系的特征,并说明这种理想散式流态化中一些简明的参数关系,犹如理想气体;可作为分析许多工程问题的有用工具。并以化工冶金为出发点,用广义流态化、逐级流态化浸取、锥形流态化床的操作、散式流态化床中颗粒的粒度分级等为例,来说明散式流态化怎样对某些现象给予简略的解释,对工艺启示了设计的方法和发展的方向。

一、流态化体系的理想化

早期的流态化研究^[1]区别了两种不同的流态化:散式流态化和聚式流态化。在散式流态化中,固体颗粒分布较为均匀,流体于其空隙中流过,因此,后来也有人称之为均匀流态化。在聚式流态化中,流体部份以“气泡”高速流经床层,其余的渗流入颗粒较为密集的浓相区,因此,也称之为不均匀流态化。

对于一般常用的工程介质而言,散式流态化大都属于液固系统;聚式属于气固系统。但是,用液体来流态化较重、较大颗粒(例如铅丸)时,也能出现聚式流态化^[1];相反,对于粒度较细、分布较宽、比重较小的颗粒而言,用气体流态化时,也可获得近似于散式的现象。一般气固流态化系统,当气速超过临界流态化速度不多时,也具有散式流态化的特征。根据数据的归纳,最初认为散式流态化出现于 Froude 数 $\frac{u_f^2}{gD_p} < 0.13$ 的条件下,聚式一般在 $\frac{u_f^2}{gD_p} > 1.3$ ^[1]。后来 Harrison 等人^[2],用气泡直径 D_b 和颗粒直径 D_p 之比,作为散式和聚式的判据: $D_b/D_p < 1$ 为散式, $D_b/D_p > 10$ 为聚式,但这 D_b/D_p 比,同样也取决于 Froude 数^[2]。Romero 和 Johanson^[3]认为散式—聚式的判据,除了 Froude 数外,还应当包括 $\frac{\Delta\rho}{\rho_f}$, $\frac{D_p u_f \rho_f}{\mu}$ 以及 $\frac{L_0}{D_T}$ 。其他作者,例如 Rietema^[4],对这一问题作了进一步的分析。总的来说,散式流态化和聚式流态化虽有本质上的差异,但两者的界限难以用某种数值来划分。

可是,就是在最优惠的条件下,散式流态化也不是完全“均匀”的。我们曾将 0.57 至 4.0 毫米的不同玻璃珠,在各自等同的 D_T/D_p 的玻璃管中,以等同的空隙度用水流态化,摄影后,将底片放大至约等同的颗粒直径,进行比较,如图 1 所示。结果说明,若以颗粒直径为尺度,这些



玻璃珠直径 D_p , 毫米
管径 D_T , 毫米
初始床高 L_0 , 毫米
 D_T/D_p 比
空隙度 ϵ
临界流态化速度 u_{lf} , 毫米/秒
 Fr_{lf}
 $Fr_{lf} \cdot Re_{lf} \left(\frac{\Delta \rho}{\rho_f} \right) \left(\frac{L_0}{D_T} \right)$

0.57
2.5
67
4.4
0.76
2.6
0.0012
0.072

1.1
5.7
57
5.2
0.80
8.6
0.0066
0.91

2.0
13.0
150
6.5
0.81
19.3
0.019
12.6

4.0
22.0
200
5.5
0.71
38.3
0.037
77.2

图 1 不同粒度玻璃珠在不同直径玻璃管中的流态化
(照片放大至约等同的颗粒直径)

不同粒径的玻璃珠具有极为类似的疏密区域的分布。由于肉眼分辨的限度,细玻璃珠在水中的流态化,一般给予人们一种极其“均匀”的假象。

尽管如此,从散式和聚式的区别,可以设想一种“完全均匀”的流态化体系,这种理想流态化体系基于均匀粒度,并具有以下的特征。

1. 一个明显的临界流态化速度 u_f , 当流速增加至 $\geq u_f$ 时,即流态化,降低至 $\leq u_f$ 时,转入固定床;

2. 流态化床具有一个平稳的上界面;

3. 流态化床层的压降,在 $u \geq u_f$ 下,为一定值,等于单位面积床层物料的重量, $\Delta P = L\Delta\rho(1 - \varepsilon)$;

4. 流态化床层的空隙度 ε 在任何 $u \geq u_f$ 的流速下,具有一个代表性的均匀值,其数值为对比流速 u' 的幂函数, $\varepsilon^n = u'^{[11, 5, 6]}$, 其指数 n 可归纳为颗粒自由沉降 Re_f (或 $Ar_{\Delta\rho}$) 的具有一般意义的函数^[6, 7];

5. 当流速降至 $< u_f$, 床层转入固定床后,压降为流速的幂函数, $\Delta P = L_0\Delta\rho(1 - \varepsilon_0)(u')^m$, 其指数 m 也为 Re_f (或 $Ar_{\Delta\rho}$) 的具有一般意义的另一个函数^[6, 7]。

理想的散式流态化,犹如理想气体,由于其中诸变数之间的简单关系,可作为分析许多工程问题的有用工具。以下将以化工冶金为出发点,举例说明。

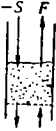
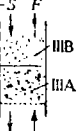
二、广义流态化

上述的流态化系统一般指一个具有固定颗粒料量的床层,也即是说,只需考虑流体的流速,而无需考虑颗粒的进、出。这种流态化,称之为经典流态化。与此不同,在化工冶金等应用中,往往需要处理那些颗粒和流体同时有进有出的垂直方向运动的系统,即广义流态化的问题。在这些系统中(图2),颗粒和流体可以: I. 同向向上, II. 同向向下, 或 III. 颗粒向下、流体向上。此外,流态化床中的分布板是一个稳定性构件。对一般的流态化系统而言,除去了分布板,整个床层自容器内落出。但是,在某些条件下,流态化床也可以在一个没有分布板的容器内自由存在^[11]。这样,如图2所示,可以有九种操作。这些具有颗粒和流体同时有进有出的流态化,称之为广义流态化。

若将广义流态化中颗粒与流体之间的相对速度(空管速度,对比值)代替散式流态化中的流速,即可得广义流态化公式^[11]

$$\varepsilon^n = u'_0 - u'_d \left(\frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon} \right), \quad (1)$$

图3表示了一个 $n = 2.36$ (相应于 $Re_f > 10^4$) 的广义流态化等 n 图。此图描述了经典流态化和颗粒与流体同向向上、同向向下以及颗粒向下、流体向上这三种流动的底部限制或自由系统的广义流态化操作,以及受阻沉降,移动床向下或向上,总共十种操作(这些操作的位置列于表1中)。例如 BC 为经典流态化曲线。流速达到 B 点的 u_f 值时,床层开始流态化,然后,随着流速的增加,空隙度 ε 上升,直至达到 C 点, $\varepsilon = 1$ 。此时,流速达到颗粒的终端线速 u_t , 因此 $u'_0 = 1$ 。又如垂直线 EI , 代表在无限流体中颗粒的下沉。在此线上,可以看到,随着颗粒加入量 $-s$ (即 $-u'_d$) 的增加,空隙度 ε 下降,也即是说,加料多了颗粒浓度就上升。又如曲线 $EHIJ$, 为一个具有固定流体容积中颗粒的受阻沉降,在这种沉降中,流体被下降的颗粒置换,

流 向		系 统 的 限 制			
	S 颗粒	F 流体	A. 底部分布板	B. 自 由	AB 复 合
I 同向， 颗粒向上	↑	↑	IA  $\varepsilon \uparrow$ 当 $\begin{cases} F \uparrow (S \text{ 不变}) \\ S \downarrow (F \text{ 不变}) \end{cases}$	IB  $\varepsilon \uparrow$ 当 $\begin{cases} F \uparrow (S \text{ 不变}) \\ S \downarrow (F \text{ 不变}) \end{cases}$	无
II 同向， 颗粒向下	↓	↓	IIA  $\varepsilon \uparrow$ 当 $\begin{cases} -F \downarrow (-S \text{ 不变}) \\ -S \uparrow (-F \text{ 不变}) \end{cases}$	IIB  $\varepsilon \uparrow$ 当 $\begin{cases} -F \uparrow (-S \text{ 不变}) \\ -S \downarrow (-F \text{ 不变}) \end{cases}$	IIAB 
III 逆向， 颗粒向下	↓	↑	IIIA  $\varepsilon \uparrow$ 当 $\begin{cases} F \uparrow (-S \text{ 不变}) \\ -S \uparrow (-F \text{ 不变}) \end{cases}$	IIIB  $\varepsilon \uparrow$ 当 $\begin{cases} F \downarrow (-S \text{ 不变}) \\ -S \downarrow (-F \text{ 不变}) \end{cases}$	IIIB  IIIA 

* 若将 S 和 F 同时换向,可应用于气泡或轻液滴在重液中的上升。

图 2 广义流态化的不同操作

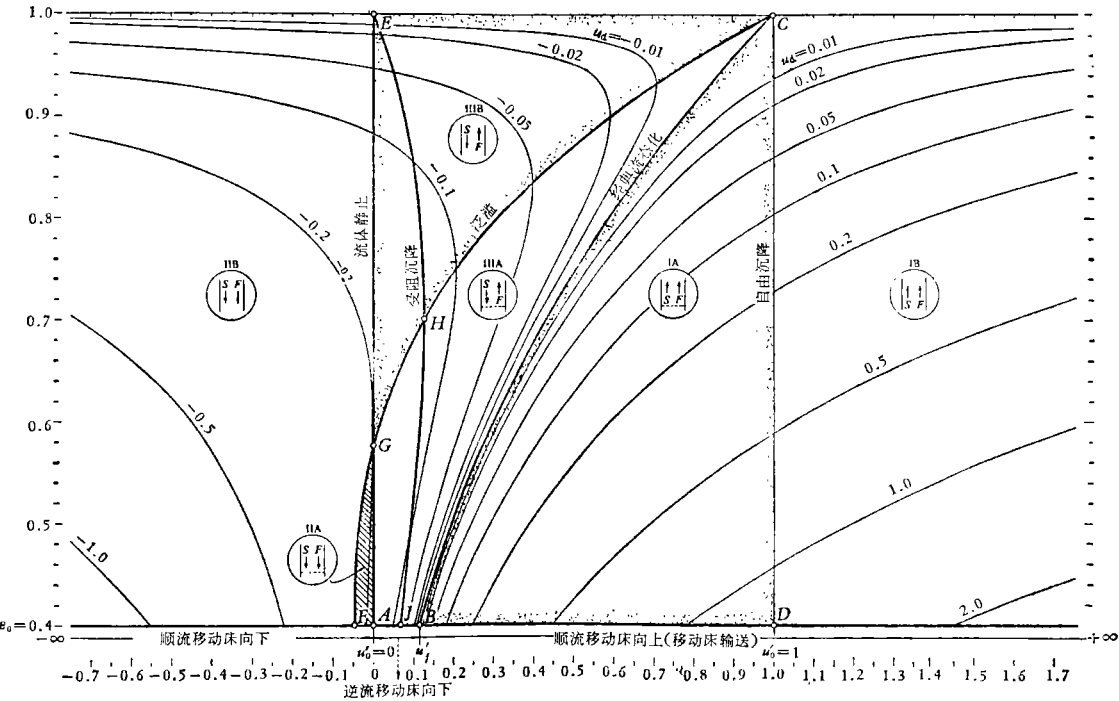


图 3 广义流态化等 n 图 ($n = 2.36$)

因此 $-u'_d = u'_0$, 代入(1)式, 可得 $-u'_d = u'_0 = (1 - \varepsilon)\varepsilon^n$. 从表 1 不难推敲出其它操作的物理意义, 以及与其有关的参数之间的关系.

表 1 广义流态化等 n 图中各点和线的位置

点 或 线		ε	u'_0	u'_d
名	称			
	等 n 图中的位置			
静止流体的固定床	点 A	ε_0	0	$-(1 - \varepsilon_0)\varepsilon_0^{n-1}$
临界流态化	点 B	ε_0	u'_f	0
自由沉降	点 C	1	1	0
——	点 D	ε_0	1	$\left(\frac{1 - \varepsilon_0}{\varepsilon_0}\right)(1 - \varepsilon_0^n)$
静止空管	点 E	1	0	0
——	点 F	ε_0	$-[n(1 - \varepsilon_0) - 1]\varepsilon_0^n$	$-n(1 - \varepsilon_0)^2\varepsilon_0^{n-1}$
——	点 G	$\frac{n-1}{n}$	0	$-\left(\frac{n-1}{n}\right)^n\left(\frac{1}{n-1}\right)$
受阻沉降的最大的颗粒流率	点 H	$\frac{n}{n+1}$	$\left(\frac{n}{n+1}\right)^n\left(\frac{1}{n+1}\right)$	$-\left(\frac{n}{n+1}\right)^n\left(\frac{1}{n+1}\right)$
沉降固定床的最大的颗粒流率	点 J	ε_0	$(1 - \varepsilon_0)\varepsilon_0^n$	$-(1 - \varepsilon_0)\varepsilon_0^n$
经典流态化	线 BC	——	ε^n	0
泛滥	线 $FGHC$	——	$-[n(1 - \varepsilon) - 1]\varepsilon^n$	$-n(1 - \varepsilon)^2\varepsilon^{n-1}$
受阻沉降	线 EHJ	——	$(1 - \varepsilon)\varepsilon^n$	$-(1 - \varepsilon)\varepsilon^n$

现在着重对上述六种广义流态化操作作如下进一步的说明.

区 IA. 同向颗粒向上、底部限制操作区 这一区位于经典流态化曲线 BC 和终端速度线 CD 之间. 颗粒和流体同时由床底流入, 自床顶流出. 颗粒状物料的水力输送是这种操作的一个例. 若颗粒流率 S 不变(在等 u'_d 线上), 增加流体的流率 F (即 u'_0), 可使空隙度 ε 上升, 如经典流态化一样. 若 F 不变(代表等 u'_0 的垂直线), 随着 S (即 u'_d) 的增加, ε 下降.

区 IB. 同向颗粒向上、自由操作区 这一区属于终端速度线 CD 之右至 $u'_0 \rightarrow \infty$ 的半无限区域. 与 IA 的唯一差异为 IB 是一个自由系统. IB 和 IA 的分界为流体的终端速度 u_t , 空隙度 ε 随颗粒流率和流体流率的变化规律与 IA 同.

区 IIA. 同向颗粒向下、底部限制操作区 这一区位于 F, G, A 三点之间. 这种操作虽在理论上存在, 但在实际中不常见到. 若 $-S$ 不变(在等 u'_d 线上), ε 随着向下的 $-F$ (即 $-u'_0$) 的下降而上升. 若 F 不变(等 u'_0 线), ε 随 $-S$ (即 $-u'_d$) 的增加而上升.

区 IIB. 同向颗粒向下、自由操作区 这一区为代表 $u'_0 = 0$ 的 AE 线之左至 $u'_0 \rightarrow -\infty$ 的半无限区, 但不包括上述的属于 FGA 的 IIA 区. 与 IIA 的不同为 IIB 中颗粒床层下部没有分布板, 因此 IIB 是一个自由系统. 在 IIB 中, $-S$ 和 $-F$ 对 ε 起着与 IIA 相反的作用, 因此, 介乎 IIA 和 IIB 之间存在着某一界限, 在此界限上 ε 对 F 和 S 不引起任何变化, 这个界限为泛滥线 FG . 由此可见, 在设备中可能同时存在包含 IIA 和 IIB 两个系统的复合系统 IIAB.

区 IIIA. 逆向颗粒向下、底部限制操作区 这一区位于 $0 < u'_0 < 1$ 和泛滥线 GHC 和经典流态化曲线 BC 之间. 流态化浸取或洗涤是这种操作的一个例. 在逆流萃取中, 重液滴分散相在轻液连续相中的成群下降, 是另一个例. 若将 S 和 F 同时换向, IIIA 操作也能代表

气泡或轻液滴在向下流动的重液中的上升。床层中的 ε 随 $-S$ (即 u'_d) 或 F (即 u'_0) 的上升而上升,即在等 u'_d 线上 ε 随 u'_0 的增加而上升,在等 u'_0 线上 ε 随 $-u'_d$ 的增加而上升。

区 IIIB. 逆向颗粒向下、自由操作区 这一区位于 G, E, C 三点之间。将分布板除去,可将 IIIA 转变为 IIIB 的自由系统。此时 ε 高于等同条件下的 IIIA,但其改变方向与 IIIA 相反,随 $-S$ 或 F 的下降而上升。与 IIA、IIB 相同,IIIA 和 IIIB 之间也有一个分界的泛滥线 GC ,在此界限上 F 和 $-S$ 将不受 ε 变化的影响,因此在同一设备中也可以存在复合系统 IIIAB。

现在对上述的泛滥现象作进一步的阐明。以 IIIAB 的操作为例,若使 $-S$ 不变 (等 u'_d 线上),逐渐增加 F (即 u'_0),床层下部的 IIIA 系统中的 ε 将逐渐上升,但床层上部 IIIB 系统中的 ε 将逐渐下降。当 F 增至一定数值,IIIA 和 IIIB 的 ε 将相等,也即是说,IIIA 和 IIIB 之间的界面将消失,看不出区别,此时 F 达到了泛滥点 (在 GHC 线上)。若再继续增加 F ,部分颗粒将自容器顶部溢出。在另一种操作中,若 F 不变 (等 u'_0 线上),逐渐增加 $-S$ (即 $-u'_d$),亦可使 IIIA 系统的 ε 上升和 IIIB 系统的 ε 下降,在某 $-S$ 值时亦可达到 IIIA 和 IIIB 两区不分的一点。此时若继续增加 $-S$,过量的颗粒亦将同样自容器顶部溢出。以上所述现象均可通过广义流态化公式(1)作定量的计算,其数值范围见表 2。这些现象都符合文献所载较为大量的实验结果^[8-13]。

表 2 各广义流态化操作中变数的范围

广义流态化操作			变 数 的 范 围		
编号	操 作 名 称	等 n 图中的线或区	ε	u'_0	u'_d
1	经典流态化	线 BC	$\varepsilon_0 < \varepsilon < 1$	$u'_j < u'_0 < 1$	$u'_d = 0$
2	同向颗粒向上,底部限制	区 IA	$\varepsilon_0 < \varepsilon < 1$	$u'_f < u'_0 < 1$	$0 < u'_d < \left(\frac{1-\varepsilon_0}{\varepsilon_0}\right)(1-\varepsilon_0^n) = D$
3	同向颗粒向上,自由	区 IB	$\varepsilon_0 < \varepsilon < 1$	$1 < u'_0 < \infty$	$0 < u'_d < \infty$
4	同向颗粒向下,底部限制	区 IIA	$\varepsilon_0 < \varepsilon < \frac{n-1}{n} = G$	$F = -[n(1-\varepsilon_0)-1]\varepsilon_0^n < u'_0 < 0$	$F = n(1-\varepsilon_0)^2\varepsilon_0^{n-1} < u'_d < (1-\varepsilon_0)\varepsilon_0^{n-1} = A$
5	同向颗粒向下,自由	区 IIB	$\varepsilon_0 < \varepsilon < 1$	$-\infty < u'_0 < 0$	$-\infty < u'_d < 0$
6	逆向颗粒向下,底部限制*	区 IIIA	$\varepsilon_0 < \varepsilon < 1$ (用两个 ε 之小者)	$0 < u'_0 < 1$	$G = -\left(\frac{n-1}{n}\right)^n \left(\frac{1}{n-1}\right) < u'_d < 0$
7	逆向颗粒向下,自由*	区 IIIB	$\varepsilon_0 < \varepsilon < \frac{n-1}{n} = G$ (用两个 ε 之大者)	$0 < u'_0 < 1$	$G = -\left(\frac{n-1}{n}\right)^n \left(\frac{1}{n-1}\right) < u'_d < 0$
8	受阻沉降	线 EHJ	$\varepsilon_0 < \varepsilon < 1$	$0 < u'_0 < \left(\frac{n}{n+1}\right)^n \left(\frac{1}{n+1}\right) = H$ $\parallel$ $-u'_d$	$-H = -\left(\frac{n}{n+1}\right)^n \left(\frac{1}{n+1}\right) < u'_d < 0$ $\parallel$ $-u'_0$
9	移动床输送	线 BD 至 ∞	$\varepsilon = \varepsilon_0$	$u'_f < u'_0 < \infty$	$0 < u'_d < \infty$
10	移动床向下	线 AB	$\varepsilon = \varepsilon_0$	$0 < u'_0 < u'_f$	$A = -(1-\varepsilon_0)\varepsilon_0^{n-1} < u'_d < 0$

* 若将 u'_0 及 u'_d 符号换向,可应用于气泡或轻液滴在重液中的上升。

将广义流态化公式(1)代入固定床压降公式(散式流态化特征之 5),即可得移动床的广义

流态化公式

$$\frac{\Delta P}{L_0 \Delta \rho} = (1 - \varepsilon_0) \left[\frac{u'_0 - u'_d \left(\frac{\varepsilon_0}{1 - \varepsilon_0} \right)}{\varepsilon_0^n} \right]^m = \Phi_0, \quad (2)$$

上式中 Φ_0 可称之为移动床的无量纲压降。不同的移动床操作存在于下列范围:

$$\text{顺流移动床向上} \quad \frac{\Phi_0}{1 - \varepsilon_0} = 1 \quad (\text{介稳定}),$$

$$\text{逆流移动床向下} \quad 0 < \frac{\Phi_0}{1 - \varepsilon_0} < 1,$$

$$\text{顺流移动床向下} \quad -\infty < \frac{\Phi_0}{1 - \varepsilon_0} < 0,$$

Φ_0 的关联也可用具有普遍意义的操作图来表示^[6, 7], 在此不加重复。

现在要探索一下广义流态化在加速度运动中的应用。参照(2)式, 采用了颗粒与流体之间摩擦阻力的广义流态化关系:

$$\Delta \rho_s (1 - \varepsilon) \left[\frac{u'_0 - u'_d \left(\frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon} \right)}{\varepsilon^n} \right]^m,$$

可推导出—组代表颗粒和流体的连续和动量偏微分方程组^[14]。许多作者, 例如 Jackson^[15, 16] 应用类似的微分方程组来分析流态化床中的气泡及流态化床的稳定性等问题。对于垂直系统中的广义流态化加速度运动而言, 一般颗粒和流体均以恒速进入容器, 即 u'_0 和 u'_d 各为常数。同时考虑到颗粒进入容器之后, 所行经的距离和时间的关系为 $dz = \left(\frac{u_d}{1 - \varepsilon} \right) d\theta$ 。此外, 当然所有对于时间的偏导数为零。这样, 经过一番推导, 可以简化上述的偏微分方程组, 对广义流态化系统 I、II、III 中的距离、时间和压降, 以无量纲数进行积分, 其计算方法和结果已发表^[14], 兹不赘述。

三、广义流态化应用举例: 逐级流态化浸取

前面已指出, 散式流态化主要出现于液固系统。中国科学院化工冶金研究所自从 1959 年以来, 对于液固系统的流态化浸取和洗涤进行了研究^[17, 18, 19]。Rickles^[20] 提及了脉动流态化浸取, 但未给出任何研究或生产数据。Yakubovich 等^[21]报导了流态化浸取和洗涤的试验。Slater^[22] 评述了连续的液固逆向接触设备, 但其主要内容为离子交换。现在要介绍广义流态化对于流态化浸取和洗涤所说明的一些问题。

流态化浸取和洗涤都属于 IIIAB 广义流态化。若颗粒和流体分别以 S 和 L 的流率流过一个断面积为 A 的浸取或洗涤器, 广义流态化公式(1)当变为:

$$\frac{L}{\rho_l A \varepsilon} + \frac{S}{\rho_s A (1 - \varepsilon)} = \frac{\varepsilon^n u_t}{\varepsilon}. \quad (3)$$

令液固线速比 $(L/\rho_l A)/(S/\rho_s A) = N$, 再令 $S/\rho_s u_t = A_t$, A_t 可看作为基于颗粒终端线速的“终端断面积”, 可得断面积比

$$A' = \frac{A}{A_t} = \frac{A}{\left(\frac{S}{\rho_s u_t}\right)} = \frac{N(1 - \varepsilon) + \varepsilon}{\varepsilon^n(1 - \varepsilon)} \quad (4)$$

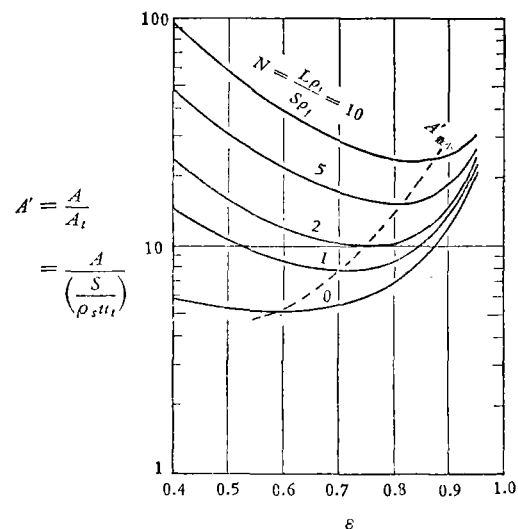


图4 均匀颗粒浸取 ($n = 2.360$)
 A' 与 ε 的关系

以上为一个具有普遍意义的无因次公式, 表示于图4中。从图中可见, 对应于任何 N 值, A 具有一最小值, 即最小的设备断面积, 这最小 A 出现于广义流态化的泛滥线上。这最小 A 值可通过取导数 $\frac{dA'}{d\varepsilon} = 0$, 而获得:

$$N(1 - \varepsilon) + \varepsilon = \frac{\varepsilon}{n(1 - \varepsilon)} \quad (5)$$

图5表示了由上式计算出的 ε 值, 以及其对应的 $A'_{\text{最小}}$ 。

若颗粒的浸取或洗涤需要一个平均停留时间 θ , 必要的流态化床高 Z 可以从下式求得

$$\theta = \frac{ZA(1 - \varepsilon)\rho_s}{S}$$

代入(4)式, 并令 $Z_t = \theta u_t$ (命名为“终端高度”), 可得对比床高

$$Z' = \frac{Z}{Z_t} = \frac{Z}{\theta u_t} = \frac{\varepsilon^n}{N(1 - \varepsilon) + \varepsilon} \quad (6)$$

图6表示了 Z' 与 ε 的关系。与 A' 不同的是 Z' 不具任何最低值, ε 越小, Z' 越低。值得注意的是 Z' 总是 < 1 , 说明颗粒在流态化床中的密集, 使颗粒慢慢沉降, 如此延长了停留时间。

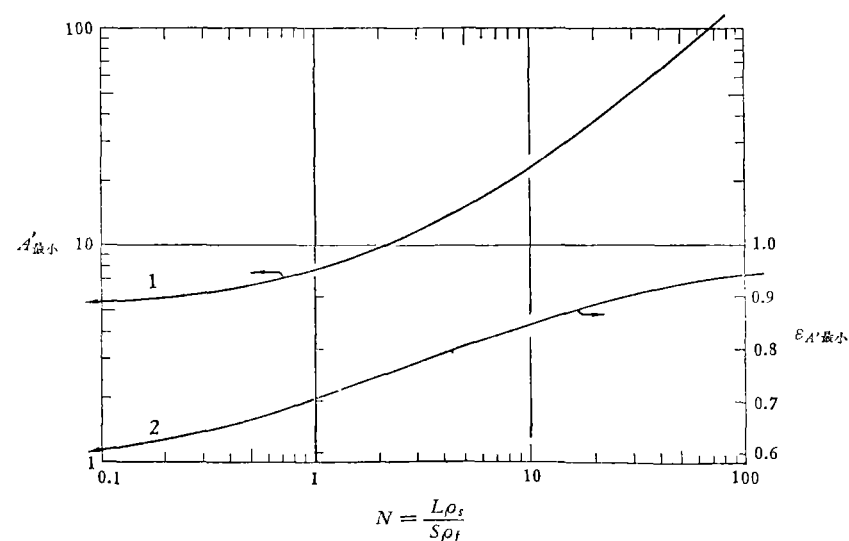


图5 均匀颗粒浸取 ($n = 2.360$)

$A'_{\text{最小}}$ $\varepsilon_{A'_{\text{最小}}}$ 与 N 的关系

[1——至 5.00 当 $N \rightarrow 0$, 2——至 0.576 当 $N \rightarrow 0$]

若所用颗粒的粒度不均匀,一种方法是选择一个合适的平均粒度,然后采用上述的计算方法。然而较为稳妥的办法是按最小的粒度 $(D_p)_2$ 来计算浸取器的断面积,用最大的粒度 $(D_p)_1$ 来计算能保证平均停留时间为 θ 的床高。这样,一方面小颗粒不会被液体带走,另一方面大颗粒也不致于浸取不足。这种计算方法简称为双粒度法或双 D_p 法。所推导出^[18]的双 D_p 对比断面积为:

$$A' = \left[\frac{N(1-\varepsilon) + \varepsilon}{\varepsilon^{n_1}(1-\varepsilon)} \right] \frac{1}{[(u_t)_2/(u_t)_1] \varepsilon^{n_2-n_1}} \quad (7)$$

上式中的 $[(u_t)_2/(u_t)_1] \varepsilon^{n_2-n_1}$ 为一个由于小颗粒的存在所引起的校正因素,其数值 < 1 ,因此双 D_p 的 A' 始终比大颗粒 $(D_p)_1$ 的单粒度的大。

同样,双 D_p 的对比床高为:

$$Z' = \frac{\varepsilon^{n_1}}{N(1-\varepsilon) + \varepsilon} \left\{ 1 + N \left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \right) [1 - [(u_t)_2/(u_t)_1] \varepsilon^{n_2-n_1}] \right\} \quad (8)$$

上式大括弧一项也是由于小颗粒的存在所引起的校正因素,其值 > 1 ,因此双 D_p 的 Z' 也比大颗粒 $(D_p)_1$ 的单粒度的大。

根据上述原理,不难设想,若颗粒的粒度分布很广,床的断面积要足够的大来保证细料的下料,同时床又要足够的高来保证粗粒的停留时间。这种设计对浸取器的

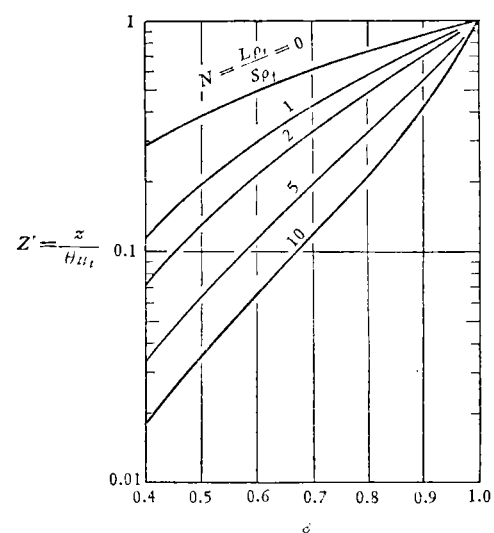


图6 均匀颗粒浸取 ($n = 2.360$)
 Z' 与 ε 的关系

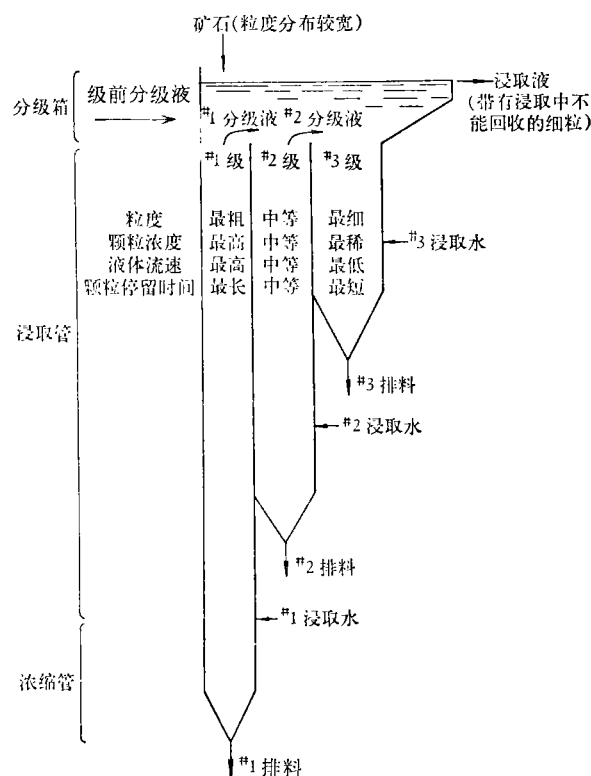


图7 逐级流态化浸取原理

容积来讲是极其浪费的。因此,提出了将颗粒按粒度分级后进行逐级的并行浸取的方法,浸取管本身也是水力分级器,各自吐出该管中沉降不下的细粒,供下一级去处理。这样,对粗颗粒可采用高流速和高颗粒浓度,使之慢慢沉降,如此在保证浸取时间的前提下,使流态化床不致于过高。对细颗粒采用低流速和低床来浸取。由于细粒的含量一般为总进料的一小部分,这部分的断面积远低于不分粒级的、全粒级的、单个浸取器设计。图7表示了这种逐级流态化浸取的原理。许多计算表明几级的总体积往往小于前述的单级浸取器一、二个数量级。

这种逐级流态化浸取器的设计,按前述原理逐级进行,是一个较为繁复的试插过程^[18],其细节在此从略。实验室中用海砂在一组三个内径为 42 毫米的铜管内进行的流动模型试验证明了上述计算方法的现实性^[19]。十多年来,流态化浸取和洗涤已逐渐被我国某些工厂试用。

四、锥形流态化床的操作机理

根据报道^[23], Winkler 煤气发生炉为锥形床。锥形流态化床可用于烧水泥^[24],核燃料的涂层^[25]等。虽然,除了选矿中常用的沉降锥等设备外,锥形床的应用大多属于气固系统,以下将报道散式流态化的基本关系是如何阐明某些有关锥形流态化床的操作机理的^[26, 27]。分析问题的出发点是一个基于各水平面上流速均等的散式锥形流态化床。

为了便于叙述,首先从高流速下、全床处于流态化的状态开始(见表 3 中的附图)。此时,床底的线速达到 u_i ,空隙度 $\varepsilon = 1$,床顶 $u > u_i$,空隙度 $\varepsilon > \varepsilon_0$ 。若逐渐减低流率,整个床层逐渐下降。虽床底的线速仍为 u_i 不变,床顶线速将逐渐下降,直至 u 达到 u_f 时, $\varepsilon = \varepsilon_0$,此时床顶处于临界流态化状态,这个流率称之为“全流点”流率 G_c 。这是第一种现象。

流率若再下降,床顶的线速 $u < u_f$,死床即出现于此,死床部分随着流率的降低而增多,直至流态化床全部消失,此时的流率为初流点的流率 G_i 。在初流点和全流点的过渡阶段,整个固定床的总压降等于它的重量,也就是说,固定床部分中下部的压降梯度高于其似密度,以补偿其上部(由于床层断面积的扩大)压降梯度的低于其似密度。因此,固定床与流态化床界面的线速 $u > u_f$,这样在此界面以下的流态化部分 $\varepsilon > \varepsilon_0$,而在此界面以上的固定床部分 $\varepsilon = \varepsilon_0$,换言之, ε 在此有一突变。上述固定床中压降梯度大于似密度的下部,显然处于“超临界”流态化状态。这是第二种现象。

第三种现象是流率 $G < G_i$ 时,全部床层为固定床。

以上三种现象的出现,又与锥形床下部分布板的位置 l_0 密切相关。例如,若 l_0 高于全部流态化床所要求 $u = u_i$ 的床底高度 h ,在“全流点”时,床中不会出现 $\varepsilon = 1$ 的区域。

表 3 总结了用于证实上述分析的、散式锥形流态化床中一些主要变数的相互关系。以下将简略地介绍这些关系的来历^[26, 27]。

首先采用了散式流态化的基本关系 $\frac{u}{u_i} = \varepsilon^n$,并确定了锥形床标高为 z 处的表线速

$$u = \frac{G}{\pi(z \tan \theta)^2}, \tag{9}$$

再采用一些对比量

高度	$h_R = \frac{h}{L_0}, \quad L_R = \frac{L}{L_0}, \quad L_{Rc} = \frac{L_c}{L_0},$ 等;
----	--

流率	$G_R = \frac{G}{G_c};$
----	------------------------

料量	$S_R = \frac{S}{S_0};$
----	------------------------

由此可推导出“全流点”的流率

$$G_c = \pi u_f (L_0 L_{Rc} \tan \theta)^2, \tag{10}$$

“初流点”的流率

$$(G_R)_i = \frac{1}{L_{Rc}^2} \left[\frac{(2m-1)(1-l_R)}{l_R^{1-2m} - 1} \right]^{\frac{1}{m}} \quad (11)$$

当流率增至某一数值,使整个床层刚脱离分布板而上升,继而形成自由流态化体系时,该流率称之为“掀底点”流率:

$$(G_R)_l = \left(\frac{l_R}{L_{Rc}} \right)^2 \varepsilon_0^{-n} \quad (12)$$

其他关系详见表 3.

实验在一个上部直径为 100 毫米、总高为 1,000 毫米的铜锥形床内进行^[27],所用颗粒为 0.60—0.75, 0.63—0.75 和 1.10—2.35 毫米玻璃珠. 沿床壁密布有 28 个测压管,间距 20 毫米,床内颗粒浓度用放射性同位素 Se^{75} 测定. 图 8 表示了一个代表性的测定结果,图中曲线由理论算出,点来自实验测定.

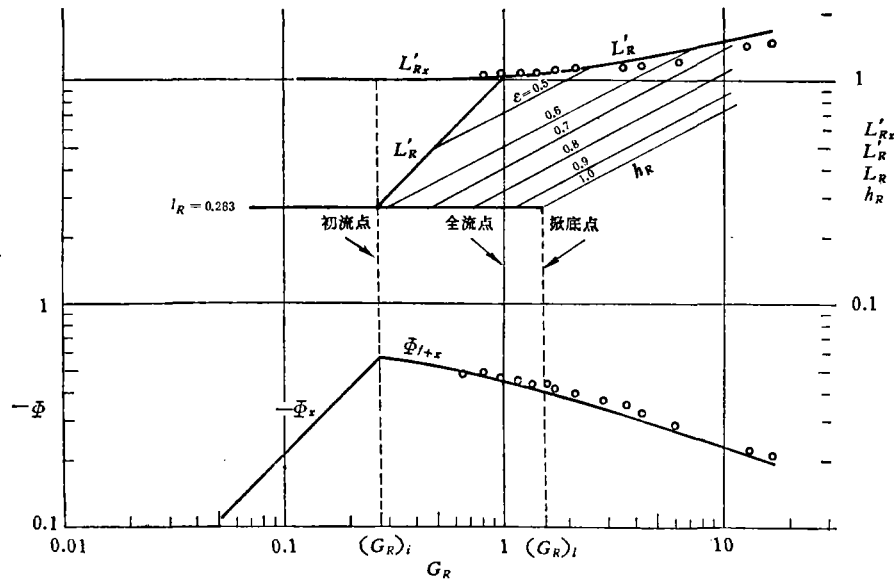


图 8 锥形流态化床 #2 玻璃珠—水 ($l_R = 0.283$)
(图中曲线为理论计算值,“O”为实验数据)

五、散式流态化床中颗粒粒度分级的探索

多年来,散式流态化床中颗粒的粒度分级引起了学术界的注意. 选矿中的水力分级是一个重要的工艺,前述逐级流态化浸取也要求各浸取管同时起水力分级的作用. Neuzil^[28] 采用了压降梯度来阐明粒度分级, Kunii 和 Levenspiel 一书^[29]转载了一些气固流态化床中的粒度分级数据, Scarlett 和 Blogg^[30]发表了液固流态化床中粒度分级的实验结果, Kennedy 和 Bretton^[31] 提出了粒度分级的理论.

以一个由两种粒度所组成的系统为基础,可以构成下述的粒度分级数学模型^[32]. 考虑问题的出发点基于“无规行走”这一概念,由此可采用 Fick 定律,将一个由双粒度混合物料中细

颗粒的扩散通量表示为:

$$J_{m,1} = -\mu_1 \frac{d[\rho_s(1-\varepsilon_1)]}{dz} = \mu_1 \rho_s \frac{d\varepsilon_1}{dz}, \quad (13)$$

其中 μ_1 为 #1 颗粒(细粒)的 Fick 常数, ε_1 为基于 #1 颗粒的空隙度。当 #1 颗粒向下混入较粗的 #2 颗粒中间(此混合颗粒的空隙度 ε 、在同一流速下、显然小于小颗粒 #1 单独存在时的空隙度 ε_1^*), #1 颗粒将受到与颗粒浓度差 $\Delta\rho(1-\varepsilon) - \Delta\rho(1-\varepsilon_1^*)$ 为推动力成比例的浮力, 而返回向上。向上返回的 #1 颗粒通量不但与此浓度差成比例, 并当与 #1 颗粒本身在该区的浓度 $1-\varepsilon_1$ 成比例, 也即是说, #1 颗粒的分级通量为:

$$J_{s,1} = \sigma_1[\Delta\rho(1-\varepsilon) - \Delta\rho(1-\varepsilon_1^*)](1-\varepsilon_1), \quad (14)$$

其中比例常数 σ_1 可称为分级常数。对间歇系统而言, 净通量当为零, 也即是说, 扩散和分级处于动态平衡的状态, 即

$$J_{m,1} = -J_{s,1}.$$

或合并(13)和(14)式, 并令 Q_1 为“交换系数” $= \frac{\sigma_1 \Delta\rho}{\mu_1 \rho_s}$, 则可得:

$$\frac{d\varepsilon_1}{dz} = Q_1(\varepsilon - \varepsilon_1^*)(1 - \varepsilon_1); \quad (15a)$$

同样, 对粗颗粒 #2,

$$\frac{d\varepsilon_2}{dz} = Q_2(\varepsilon - \varepsilon_2^*)(1 - \varepsilon_2). \quad (15b)$$

合并(15a)和(15b)式, 则

$$Q_1 dz = \frac{d\varepsilon_1}{(\varepsilon - \varepsilon_1^*)(1 - \varepsilon_1)} = \frac{Q_1}{Q_2} \frac{d\varepsilon_2}{(\varepsilon - \varepsilon_2^*)(1 - \varepsilon_2)}. \quad (16)$$

这里要指出, ε_1^* 和 ε_2^* 取决于散式流态化中空隙度和流速的关系 $\frac{u}{u_t} = \varepsilon^n$, 同时, 总颗粒的浓度是由这两种颗粒所组成的, 即

$$(1 - \varepsilon) = (1 - \varepsilon_1) + (1 - \varepsilon_2).$$

代入(16)式,

$$Q_1 dz = \frac{d\varepsilon_1}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - 1 - \varepsilon_1^*)(1 - \varepsilon_1)} = \frac{Q_1}{Q_2} \frac{d\varepsilon_2}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - 1 - \varepsilon_2^*)(1 - \varepsilon_2)}. \quad (16a)$$

除非 $\frac{Q_1}{Q_2} = 1$ 的特殊条件(Jakobian 公式)外, 上列非线性微分方程尚无解析的解答, 需通过级数进行数值解^[33]。以上双粒度的粒度分级的数学模型, 是否附合客观现实, 在很大程度上取决于交换系数 Q_1 和 Q_2 是否为常数。这一点需要实验证明。实验设备为一个断面积为 10×50 毫米的有机玻璃二维流态化床, 床内装有两种不同粒度的颗粒(平均粒度为 1.52 和 1.99 毫米, 具有不同颜色), 床壁每隔 20 毫米装有测压孔, 导致一个装有 59 支并列测压管的板面。实验时, 将该板上测压管拍照, 同时将床层中两种颗粒混合最活跃的地区也拍照, 在底板上分区数出这两种不同颜色颗粒的粒数, 从而计算其相对浓度。在测压管照片中, 从压差梯度, 可计算出沿床高的空隙度分布。这样可计算出 $\frac{Q_1}{Q_2}$ 。代表性的试验和计算结果的比较, 见图 9。

在以上双粒度的粒度分级机理得到实验验证后, 即可将此分析延伸至多粒度组份的混合

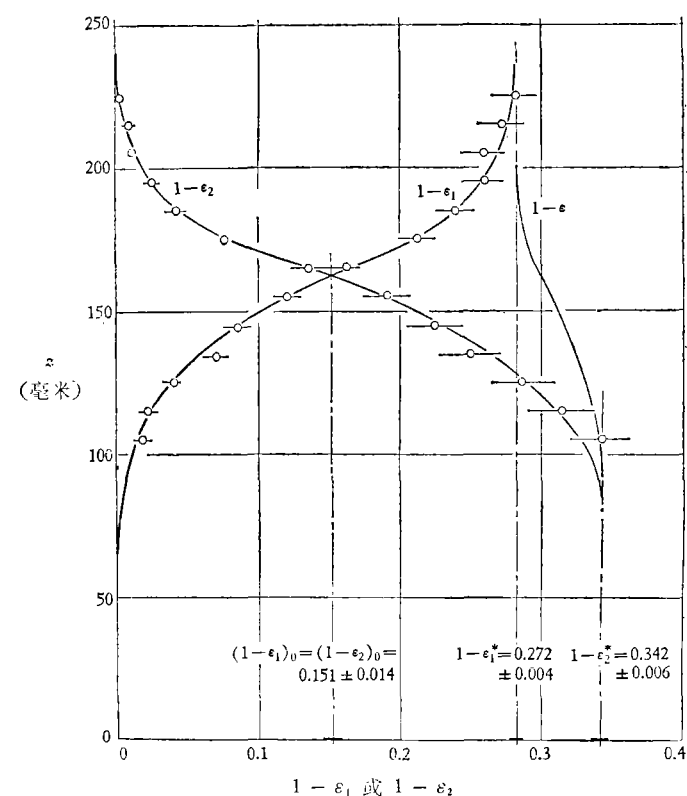


图9 散式流态化床中双粒度颗粒的粒度分级
(“○”为实验平均值,两侧水平线为数据偏差;曲线为计算结果)

颗粒。对任何粒度的第 j 组份,可以写出类似(15a)式的关系^[32]:

$$\frac{d\varepsilon_j}{dz} = Q_j(\varepsilon - \varepsilon_j^*)(1 - \varepsilon_j), \quad (15j)$$

同样,颗粒的总浓度由各组份的和所构成,

$$(1 - \varepsilon) = \sum_{j=1}^J (1 - \varepsilon_j).$$

因此就可写出类似(16a)式的微分方程组,虽然较为繁杂,但这样一个联立微分方程是可以参考双粒度的方法而获得数值解的,特别是应用计算机。

六、结 语

本文说明了散式流态化中一些简明的参数关系,犹如理想气体,对许多工程问题,提供了便利的分析途径,对某些现象能给予简略的解释,对某些工艺能启示发展的方向。除了本文所举的一些有关化工冶金中的例以外,散式流态化对溢流管和分布板的设计^[4]也指明了所存在的问题,对一些稀相流态化过程也提供了数学分析^[5]。

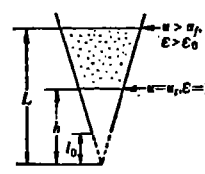
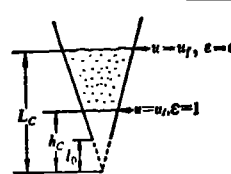
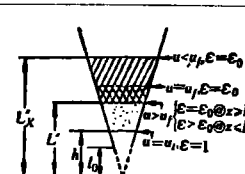
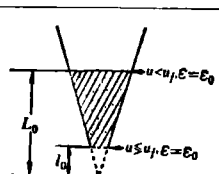
符 号	
A	断面积,厘米 ²
A_t	终端断面积 $= \frac{S}{\rho_s u_t}$,厘米 ²
A'	对比断面积 $= \frac{A}{A_t}$
$Ar_{\Delta\rho}$	重量 Archimedes 数 $= \frac{D_p^3 \rho_f g \Delta\rho}{\mu^2}$
D_b	气泡直径,厘米
D_p	颗粒直径,厘米
D_T	容器直径,厘米
F	流体流率,克/厘米 ² ·秒
g	重力常数, 981 厘米/秒 ²
G	流体流率,厘米 ³ /秒
G_c	临界或全流点流率,厘米 ³ /秒
G_i	初流点流率,厘米 ³ /秒
G_l	掀底点流率,厘米 ³ /秒
G_R	对比流率 $= \frac{G}{G_c}$
h	流态化床底高度,厘米
h_c	临界或“全流点”流态化床底高度,厘米
h_R	对比流态化床底高度 $= \frac{h}{L_0}$
l_0	锥形床入口高度,厘米
l_R	对比锥形床入口高度 $= \frac{l_0}{L_0}$
L	流态化床面高度,厘米
L	流体流率,克/秒
L_c	临界或全流点流态化床高,厘米
L'	超临界固定床时流态化床和固定床的界面高度,厘米
L_0	固定床面高度,厘米
L_R	对比床高 $= \frac{L}{L_0}$
L_{Rc}	临界或全流点的对比床高 $= \frac{L_c}{L_0}$
L'_x	超临界固定床中固定床面高度,厘米
m	流速和压降关系中流速的指数
n	流速和空隙度关系中空隙度的指数
N	液固线速比 $= (L/\rho_f A)/(S/\rho_s A)$
ΔP	压降,克/厘米 ²
Q_1	交换系数 $= \frac{\sigma_1 \Delta\rho}{\mu_1 \rho_s}$,厘米 ⁻¹
Re_t	终端 Reynolds 数 $= \frac{D_p u_t \rho_f}{\mu}$
S	固体流率,克/秒
S	锥型床中料量,克
S_0	锥形床中总固体料量,克
S_R	对比料量 $= \frac{S}{S_0}$
u	线速,厘米/秒
u'	对比线速 $= \frac{u}{u_t}$
u_d	颗粒的空管线速 $= \frac{S}{\rho_s A}$,厘米/秒
u'_d	对比颗粒空管线速 $= \frac{u_d}{u_t}$
u_f	临界流态化空管线速,厘米/秒
u_0	流体空管线速 $= \frac{L}{\rho_f A}$,厘米/秒
u'_0	对比流体空管线速 $= \frac{u_0}{u_t}$
u_t	颗粒的终端线速,厘米/秒
z	距离,厘米
Z	流态化浸取器高度,厘米
Z_1	流态化浸取器终端高度,厘米
Z'	流态化浸取器对比高度 $= Z/Z_1$
ε	空隙度,即颗粒床中空隙所占的容积分数
ε_0	固定床的空隙度
ε^*	在颗粒单独存在时的空隙度
θ	锥形床半角
θ	颗粒进入系统后经历的时间,秒
μ	粘度,克/厘米·秒
μ_1	颗粒扩散的 Fick 常数,厘米 ² /秒
ρ_f	流体的密度,克/厘米 ³
ρ_s	固体的密度,克/厘米 ³
$\Delta\rho$	固体在流体中的似密度 $= \rho_s - \rho_f$,克/厘米 ³
σ_1	分级常数,厘米/秒
Φ_0	移动床的无量纲压降 $= \frac{\Delta P}{L_0 \Delta\rho}$

参 考 文 献

- [1] Wilhelm, R. H. and Kwauk, M., 1948 *Chem. Eng. Prog.*, **44**, 201.
[2] Harrison, D., et al., 1961 *Trans. Instn. Chem. Engrs.*, **39**, 202.
[3] Romero, J. B. and Johanson, L. N., 1962 *Chem. Eng. Prog. Symp. Ser.*, **58** (38), 28.

- [4] Rietema, K., 1967 in Proc. Intern. Symp. Fluidization, Eindhoven, p. 176.
- [5] Richardson, J. F. and Zaki, W. N., 1954 *Trans. Instn. Chem. Engrs.*, **32**, 35.
- [6] Kwauk, M., 1963 *Scientia Sinica*, **12** (4), 587.
- [7] 郭慕孙、庄一安, 1963 流态化: 垂直系统中均匀球体和流体的运动, 科学出版社.
- [8] Mertes, T. S. and Rhodes, H. B., 1955 *Chem. Eng. Prog.*, **51**, 427; **51**, 517.
- [9] Lapidus, L. and Elgin, J. C., 1957 *A. I. Ch. E. J.*, **3**, 63.
- [10] Hoffman, R. F., Lapidus, L. and Elgin, J. C., 1960 *A. I. Ch. E. J.*, **6**, 321.
- [11] Price, B. G., Lapidus, L. and Elgin, J. C., 1959 *A. I. Ch. E. J.*, **5**, 93.
- [12] Quinn, J. A., Lapidus, L. and Elgin, J. C., 1960 *A. I. Ch. E. J.*, **7**, 260.
- [13] Struve, D. L., Lapidus, L. and Elgin, J. C., 1958 *Can. J. Chem. Eng.* **36**, 141.
- [14] Kwauk, M., 1964 *Scientia Sinica*, **13** (9), 1477.
- [15] Jackson, R., 1963 *Trans. Instn. Chem. Engrs.*, **41**, 13.
- [16] Jackson, R., 1971 in “Fluidization”, Academic Press, Ed. Davidson, J. F. and Harrison, D., Ch. 3.
- [17] 化工冶金研究所, 1959 锥形流态化床浸取器.
- [18] 郭慕孙, 1961 流态化浸取, 化工冶金研究所.
- [19] 喻名祥、张和宗、庄一安, 1964 逐级流态化浸取, 化工冶金研究所.
- [20] Rickles, R. N., 1965 *Chem. Eng.*, **72** (6), 157.
- [21] Yakubovich, I. A., et al., 1970 *Khim. Neft. Mashinostr.*, **9**, 14; 1970 *Chem. Abs.*, **73**, 132, 482a.
- [22] Slater, M. J., 1969 *Brit. Chem. Eng.*, **14** (1), 41.
- [23] Gratkowski, H. N. von, 1960 *Stahl u. Eisen*, **80**, 397.
- [24] Pyzel, R., 1959 *U. S. Pat.* **2**, 874, 950; 1961 **2**, 977, 105.
- [25] Wallroth, C. F., et al., 1971 *Chem.-Ing.-Tech.*, **43** (24), 1298.
- [26] 郭慕孙、杨纪珂, 1964 锥形床的散式流态化, 化工冶金研究所.
- [27] 庄一安、鲍敏京, 1962 散式锥形流态化床, 化工冶金研究所.
- [28] Neuzil, L., 1960 *Coll. Czech. Chem. Commun.*, **25**, 2207.
- [29] Kunii, D. and Levenspiel, O., 1969 *Fluidization Engineering*, Wiley, pp. 94—96.
- [30] Scarlett, B. and Blogg, M. J., 1967 in Proc. Intern. Symp. Fluidization, Eindhoven, p. 82.
- [31] Kennedy, S. C. and Bretton, R. H., 1966 *A. I. Ch. E. J.*, **12** (1), 24.
- [32] Kwauk, M., 1963 A Note on Particle Segregation in Fluidized Systems, Inst. Chem. Metal., Academia Sinica.
- [33] 楼聚兴, 1964 散式流态化中颗粒的分级与混合, 清华大学、化工冶金研究所.
- [34] 王中礼, 1962 流态化技术中多孔板的初步研究, 化工冶金研究所.
- [35] 郭慕孙、戴殿卫, 金属学报, 1964 **7** (3), 263; 1964 **7** (4), 391.

表3 锥形流态化床——定量关系的总结

			全部流态化, $G_R \geq 1$		部分流态化, $(G_R)_i < G_R < 1$	全部固定床, $G_R < (G_R)_i$	
			$G_R > 1$	$G_R = 1$	超临界固定床		
							
流率, G			—	$G_C = \pi u_f (L_0 L_{RC} \tan \theta)^2$	—	—	1
空隙度, ε	流态化床		$\varepsilon = \varepsilon_0 \left(\frac{L_{RC}}{z_R} \right)^{\frac{2}{n}} G_R^{\frac{1}{n}}$	$\varepsilon = \varepsilon_0 \left(\frac{L_{RC}}{z_R} \right)^{\frac{2}{n}}$	$\varepsilon = \varepsilon_0 \left(\frac{L_{RC}}{z_R} \right)^{\frac{2}{n}} G_R^{\frac{1}{n}}$	—	2
料, S_R	固定床		0	0	$S_{RX} = \frac{L'_{RX} - L'_R}{1 - l'_R}$	$S_R = 1$	3
	流态化床		$S_R = 1$	$S_R = 1$	$S_{RJ} = 1 - \frac{L'_{RX} - L'_R}{1 - l'_R}$	0	4
流速, u	固定床面		—	—	$u_{LX} = \frac{G}{\pi (L'_X \tan \theta)^2} < u_f$	$u_{L0} = \frac{G}{\pi (l_0 \tan \theta)^2} < u_f$	5
	流态化床面		$u_L = \frac{G}{\pi (L \tan \theta)^2} > u_f$	$u_{LC} = \frac{G_C}{\pi (L_C \tan \theta)^2} = u_f$	$u_{L'} = \frac{G}{\pi (L' \tan \theta)^2} > u_f$	—	6
	流态化床底		$u_h = \frac{G}{\pi (h \tan \theta)^2} = u_f$	$u_{hC} = \frac{G_C}{\pi (h_C \tan \theta)^2} = u_f$	$u_h = \frac{G}{\pi (h \tan \theta)^2} = u_f$	$u_{h0} = \frac{G}{\pi (l_0 \tan \theta)^2} \leq u_f$ (固定床底)	7
床高, h 和 L	$l_0 < h$	固定床面	—	—	解 $\begin{cases} L'_{RX} - L'_R = \frac{L'^{\frac{2}{n}}_{RC} G_R^{\frac{1}{n}}}{2m-1} [L'^{1-\frac{2}{n}}_{RX} - L'^{1-\frac{2}{n}}_{RX}] \\ (3 - \frac{2}{n}) [(1 - \varepsilon_0)(L'^{\frac{2}{n}}_{RX} + l'^{\frac{2}{n}}_R - 1) + \varepsilon_0 L'^{\frac{2}{n}}_{RX}] \\ = 3\varepsilon_0 L'^{\frac{2}{n}}_{RX} \left(\frac{L_{RC}}{L'_R} \right)^{\frac{2}{n}} G_R^{\frac{1}{n}} - \frac{2}{n} \varepsilon_0^{\frac{2}{n}} L'^{\frac{2}{n}}_{RC} G_R^{\frac{1}{n}} \end{cases}$	1	8
		流态化床面	$L_R = \left[\frac{(3 - \frac{2}{n})(1 - \varepsilon_0)(1 - l'^{\frac{2}{n}}_R)}{3 - \frac{2}{n} - 3\varepsilon_0 \left(\frac{L_{RC}}{L_R} \right)^{\frac{2}{n}} G_R^{\frac{1}{n}} + \frac{2}{n} \varepsilon_0^{\frac{2}{n}} \left(\frac{L_{RC}}{L_R} \right)^{\frac{2}{n}} G_R^{\frac{1}{n}}} \right]^{\frac{1}{2}}$	$L_{RC} = \left[\frac{(3 - \frac{2}{n})(1 - \varepsilon_0)(1 - l'^{\frac{2}{n}}_R)}{3 - \frac{2}{n} - 3\varepsilon_0 + \frac{2}{n} \varepsilon_0^{\frac{2}{n}}} \right]^{\frac{1}{2}}$		—	9
		流态化床底	$h_R = L_{RC} \varepsilon_0^{\frac{2}{n}} G_R^{\frac{1}{n}}$	$h_{RC} = L_{RC} \varepsilon_0^{\frac{2}{n}}$		$h_R = h_{RC} \varepsilon_0^{\frac{2}{n}} G_R^{\frac{1}{n}}$	l_R (固定床)
	$l_0 > h$	固定床面	—	—	解 $\begin{cases} L'_{RX} - L'_R = \frac{L'^{\frac{2}{n}}_{RC} G_R^{\frac{1}{n}}}{2m-1} [L'^{1-\frac{2}{n}}_{RX} - L'^{1-\frac{2}{n}}_{RX}] \\ (3 - \frac{2}{n}) [(1 - \varepsilon_0)(L'^{\frac{2}{n}}_{RX} - 1) + \varepsilon_0 (L'^{\frac{2}{n}}_{RX} - l'^{\frac{2}{n}}_R)] \\ = 3\varepsilon_0 L'^{\frac{2}{n}}_{RC} G_R^{\frac{1}{n}} [L'^{\frac{2}{n}}_{RX} - l'^{\frac{2}{n}}_R] \end{cases}$	1	11
		流态化床面	$L'_R = 1 - \varepsilon_0(1 - l'^{\frac{2}{n}}_R) + \left(\frac{3\varepsilon_0}{3 - \frac{2}{n}} \right) L'^{\frac{2}{n}}_{RC} G_R^{\frac{1}{n}} [L'^{1-\frac{2}{n}}_{RX} - l'^{1-\frac{2}{n}}_R]$	$L'_{RC} = 1 - \varepsilon_0(1 - l'^{\frac{2}{n}}_R) + \left(\frac{3\varepsilon_0}{3 - \frac{2}{n}} \right) [L'^{\frac{2}{n}}_{RC} - l'^{\frac{2}{n}}_R \left(\frac{L_{RC}}{l'_R} \right)^{\frac{2}{n}}]$		—	12
		流态化床底	l_R	l_R		l_R (固定床)	13
压降, $-\Phi$	$l_0 < h$	固定床	—	—	$-\Phi_X = (1 - \varepsilon_0)(L'_{RX} - L'_R) \frac{1}{1 - l'_R}$	$-\Phi_X = \left(\frac{1 - \varepsilon_0}{2m-1} \right) L'^{\frac{2}{n}}_{RC} G_R^{\frac{1}{n}} (l'^{1-\frac{2}{n}}_R - 1) \frac{1}{1 - l'_R}$	14
		流态化床	$-\Phi_I = \frac{L_R}{1 - l_R} \left[\frac{1 - \frac{2}{n} - \varepsilon_0 \left(\frac{L_{RC}}{L_R} \right)^{\frac{2}{n}} G_R^{\frac{1}{n}} + \frac{2}{n} \varepsilon_0^{\frac{2}{n}} \left(\frac{L_{RC}}{L_R} \right)^{\frac{2}{n}} G_R^{\frac{1}{n}}}{1 - \frac{2}{n}} \right]$	$-\Phi_I = \frac{L_{RC}}{1 - l_R} \left[\frac{1 - \frac{2}{n} - \varepsilon_0 + \frac{2}{n} \varepsilon_0^{\frac{2}{n}}}{1 - \frac{2}{n}} \right]$	$-\Phi_I = \frac{L'_R}{1 - l'_R} \left[\frac{1 - \frac{2}{n} - \varepsilon_0 \left(\frac{L_{RC}}{L'_R} \right)^{\frac{2}{n}} G_R^{\frac{1}{n}} + \frac{2}{n} \varepsilon_0^{\frac{2}{n}} \left(\frac{L_{RC}}{L'_R} \right)^{\frac{2}{n}} G_R^{\frac{1}{n}}}{1 - \frac{2}{n}} \right]$	—	15
	$l_0 > h$	固定床	—	—	$-\Phi_X = \frac{1 - \varepsilon_0}{1 - l'_R} (L'_{RX} - L'_R)$	$-\Phi_X = \left(\frac{1 - \varepsilon_0}{2m-1} \right) \frac{L'^{\frac{2}{n}}_{RC} G_R^{\frac{1}{n}}}{1 - l'_R} (l'^{1-\frac{2}{n}}_R - 1)$	16
		流态化床	$-\Phi_I = \frac{L_R - l_R}{1 - l_R} - \frac{\varepsilon_0 L_{RC}^{\frac{2}{n}} G_R^{\frac{1}{n}}}{1 - l_R} \left[\frac{L_R^{1-\frac{2}{n}} - l_R^{1-\frac{2}{n}}}{1 - \frac{2}{n}} \right]$	$-\Phi_I = \frac{L_{RC} - l_R}{1 - l_R} - \frac{\varepsilon_0 L_{RC}^{\frac{2}{n}}}{1 - l_R} \left[\frac{L_R^{1-\frac{2}{n}} - l_R^{1-\frac{2}{n}}}{1 - \frac{2}{n}} \right]$	$-\Phi_I = \frac{L'_R - l_R}{1 - l'_R} - \frac{\varepsilon_0 L_{RC}^{\frac{2}{n}} G_R^{\frac{1}{n}}}{1 - l'_R} \left[\frac{L_R^{1-\frac{2}{n}} - l_R^{1-\frac{2}{n}}}{1 - \frac{2}{n}} \right]$	—	17
			A	B	C	D	