

CAPÍTULO 3

PRINCIPIOS DE FLUIDIZACIÓN

El Fenómeno de Fluidización

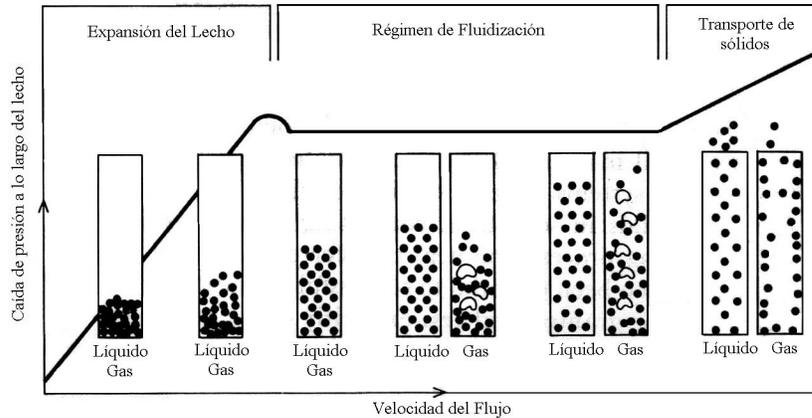


Figura 3.1 Lecho fluidizado en líquido y gas [4]

Un lecho de partículas sueltas ofrece resistencia a un fluido que atraviesa el lecho. Mientras la velocidad del flujo incrementa véase Figura 3.1, la fuerza de arrastre ejercida en las partículas incrementa. Si el fluido fluye hacia arriba la fuerza de arrastre tenderá a causar movimientos y vibraciones entre las partículas. Con el incremento en el fluido, la expansión continuará y alcanzará un estado donde las fuerzas de arrastre ejercidas serán suficientes para soportar el peso de las partículas y la compresión debida al mismo peso de las partículas desaparecerá. En este estado, la caída de presión a través del lecho será igual al peso del lecho donde pasa el fluido.

En el momento de la fluidización puede notarse una diferencia, si el fluido se trata de un líquido o un gas. Un líquido continuaría con la expansión uniforme del lecho por el incremento de la velocidad del flujo, sin embargo, en el caso de que el fluido se tratase de un gas la expansión ya no sería uniforme y sería interrumpida por cavidades. Esta

fluidización luce como el vapor en un líquido hirviendo. Este comportamiento depende de las propiedades del fluido gaseoso, de las partículas con las que se cuente, el diseño del lecho y del tipo de distribuidor usado.

El crecimiento de las burbujas aumentará con el flujo de gas. Las cuales son responsables de inducir la circulación de las partículas, siendo responsable de las ventajas y propiedades de transferencia de calor, mezclado rápido de sólidos, uniformidad axial de temperatura y composición.

A grandes velocidades de fluido, un punto es alcanzado donde las fuerzas de arrastre son lo suficientemente grandes para transportar las partículas del sistema.

Esfericidad

Antes de definir la esfericidad se necesita conocer otros conceptos los cuales tratan de describir su tamaño Allen (1981) [7] listó doce. Pero solo cuatro serán descritos debido a que estos son los diámetros de las partículas más fáciles de medir y por lo tanto los más comunes y conocidos.

$d_p = \textit{sieve size}$ (tamaño tamiz): El ancho del mínimo apertura del cuadrado del tamiz por donde la partícula puede pasar.

$d_v = \textit{volume diameter}$ (volumen diámetro): El diámetro de una esfera teniendo el mismo volumen que la partícula.

$d_{sv} = \textit{surface/volume diameter}$ (superficie/volumen diámetro): El diámetro de una esfera teniendo la misma razón de superficie área/volumen como la partícula a estudiar.

$d_s = \textit{surface diameter}$ (diámetro de superficie): El diámetro de una esfera teniendo la misma superficie como la partícula.

Las partículas no son completamente esféricas por lo que se requiere de un valor que determine cuanto se acercan a ser completamente esféricas. Debido a esto caracterizamos la forma con la *esfericidad* f .

$$f = \frac{\text{Área superficial l de una esfera del mismo volumen de una partícula}}{\text{Área superficial l de la partícula}} \quad (3.1)$$

La esfericidad puede verse la siguiente manera sabiendo que:

$$V = \frac{4}{3}\pi r^3 = \frac{\pi d^3}{6} \quad (3.2)$$

$$A = \frac{dV}{dr} = 4\pi r^2 = \pi d^2 \quad (3.3)$$

Sabiendo estos conceptos y ocupando la ecuación 3.1 obtenemos la siguiente ecuación de esfericidad.

$$f = \frac{d_v^2}{d_s^2} = \left(\frac{d_v}{d_s} \right)^2 \quad (3.4)$$

También es posible demostrar que

$$f = \frac{d_{sv}}{d_v} \quad (3.5)$$

Se sabe que el diámetro más relevante es d_{sv} . La esfericidad y los demás diámetros pueden ser calculados exactamente por figuras geométricas como cuboides, anillos, y formas manufacturadas. Pero muchas partículas son irregulares y sin generalmente medidos

por tamizado, sin embargo no es fácil la obtención de estos valores pero aún así se han publicado algunos valores estimados ver tabla 3.1.

Tabla 3.1 Esfericidad de algunos materiales comunes [2]

Material	Esfericidad
Carbón molido	0.75
Arena molida	0.8-0.9
Arena redonda	0.92-0.98
Cristal molido	0.65
Hojuelas de mica	0.28
Sillimanita	0.75
Sal común	0.84

Densidad de la Partícula

Existen diferentes tipos de partículas y por lo tanto distintas porosidades hasta en el mismo tipo de partículas y algunas de estas partículas cuentan con porosidades abiertas. Esto es hacia el ambiente afectando las propiedades de la partícula. Y existen las porosidades cerradas las cuales son huecos en la partícula que no tienen contacto con el ambiente.

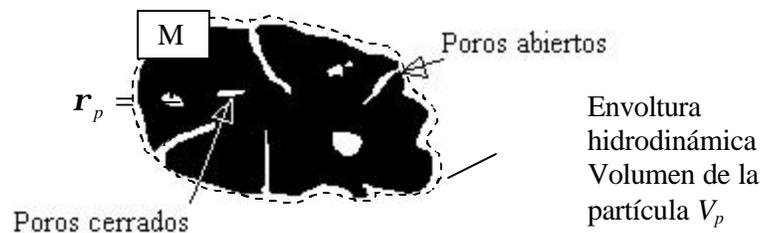


Figura 3.2 Partícula porosa

Aquí notamos claramente la densidad de la partícula la cual es:

$$r_p = \frac{\text{Masa de una partícula}}{\text{Volumen de la partícula sin poros}} \quad (3.6)$$

Hay que notar que el volumen incluye los poros, ya sean cerrados o abiertos. También existe otro tipo de densidad la cual es la densidad del lecho o bulto ρ_B el cual incluye el vacío entre las partículas. Para partículas compactas (no porosas) la densidad de la partícula es igual a la densidad absoluta del material ρ_{ABS} . Para partículas porosas $\rho_p < \rho_{ABS}$ y no puede ser determinada por métodos comunes. Para partículas porosas grandes puede usarse el porosímetro de mercurio para determinar la densidad de la partícula. Este método no puede ocuparse en partículas pequeñas dado que el mercurio no entra en los poros.

Existe otro parámetro muy utilizado para la medición de los huecos u poros el término en inglés para designar este parámetro es: *the voidage*, la porosidad y es definida como:

$$e = \frac{\text{volumen del lecho} - \text{volumen de las partículas}}{\text{volumen del lecho}} \quad (3.7)$$

Que mide simplemente el porcentaje de huecos en el lecho y puede ser reescrito como:

$$e = 1 - \frac{M}{r_p \cdot V_B} = 1 - \frac{r_B}{r_p} \quad (3.8)$$

Flujo A Través Del Lecho ρ_p

La forma más sencilla de observar la caída de presión ρ_p a través de un área A es esencialmente igual al peso por unidad de área $m \cdot g$ de las partículas en el lecho.

$$\Delta p A = \frac{m}{r_p} (r_p - r_g) g \quad (3.9)$$

Donde r_p es la densidad de las partículas y r_g es la densidad del fluido (gas). En esta forma sencilla puede despreciarse la caída de presión hidrostática a lo largo del lecho. Y debido a que las densidades de los gases son bajas, excepto en sistemas altamente presurizados la ecuación puede simplificarse a:

$$\Delta p A = m g \quad (3.10)$$

La velocidad promedio en un lecho fluidizado, o a través de un tubo, es proporcional al gradiente de presión:

$$U \propto \frac{\Delta p}{H} \quad (3.11)$$

A partir de esta ecuación se hicieron muchos estudios y un numeroso grupo de investigadores como: Kozeny (1927) [8], Carman (1937) [9] y Ergun (1952) [10]. Lograron obtener la siguiente ecuación a números de Reynolds menores que uno.

$$\frac{\Delta p}{H} = \frac{K m (1 - e)^2}{d_{sv}^2 e^3} U \quad (3.12)$$

Donde U es la velocidad superficial y el número de Reynolds es definido por:

$$Re = \frac{r_g U d_{sv}}{m} \quad (3.13)$$

K es una constante que depende de varios factores como el tipo de partícula, números de Reynolds, porosidad (*voidage*), diámetros, etc. A esto Ergun [10] probó satisfactoriamente una ecuación con números de Reynolds mayores a 1, obteniendo:

$$\frac{\Delta p}{H} = \frac{p_1}{\bar{p}} \left[150 \frac{(1-e)^2}{e^3} \frac{mU_1}{d_{sv}^2} + 1.75 \frac{1-e}{e^3} \frac{r_g U_1^2}{d_{sv}} \right] \quad (3.14)$$

El término p_1 / \bar{p} es un factor de corrección de compresibilidad, donde \bar{p} es la media de la presión absoluta en el lecho. El subíndice indica condiciones al inicio del lecho.

Debajo de un $Re < 1$ flujo laminar el primer término domina (lado derecho).

$$\frac{\Delta p}{H} \propto \frac{mU}{d_{sv}^2} \quad (3.15)$$

En un flujo completamente turbulento $Re > 1000$ el segundo término domina (lado izquierdo).

$$\frac{\Delta p}{H} \propto \frac{r_g U^2}{d_{sv}} \quad (3.16)$$

Nótese que d_{sv} (superficie/volumen) es usado. Si solo se cuenta con tamaño de tamices dependiendo de la forma de la partícula deben de usarse las ecuaciones correspondientes para cambiar el diámetro ($_{sv}$) en una forma de diámetro conocida.

Velocidad Mínima De Fluidización

Cuando el fluido pasa a través del lecho, la caída de presión incrementa con la velocidad del gas de acuerdo a las ecuaciones de Δp hasta que, microscópicamente la fuerza de arrastre es suficiente para vencer la fuerza de gravedad en otras palabras microscópicamente la caída de presión es igual al peso del lecho. Si el lecho ha sido compactado o bloqueado, un exceso de presión será requerido para liberar las partículas, esto puede verse como la pequeña joroba en la siguiente figura. Obteniendo la máxima porosidad causando un retroceso en la caída de presión teórica.

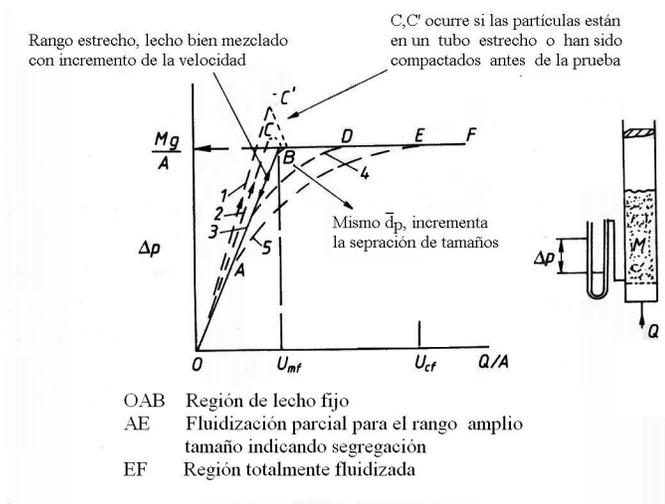


Figura 3.3 Caída de presión en un lecho fluidizado fijo con partículas tipo B y D. [2]

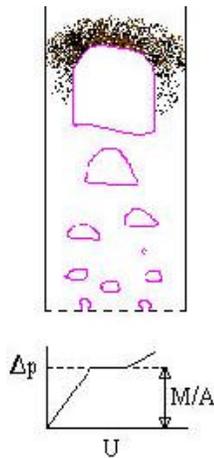


Figura 3.4 Burbujas en un lecho fluidizado con partículas tipo B y D

Si la velocidad del gas es reducida, dependiendo del tipo de distribuidor, el tipo de gas y partículas. La caída de presión se declina a las curvas 3, 4 y 5 de la figura 3.3 [2]. Los puntos D y E representan la velocidad mínima requerida para soportar completamente los sólidos y es llamado la velocidad mínima de fluidización completa, U_{cf} . La intersección de la línea horizontal del lecho fluidización FED (figura 3.3) y la línea OAB se le llama *velocidad mínima de fluidización*.

La caída de presión a lo largo de un lecho fluidizado es el único parámetro que puede ser exactamente calculado.

$$\Delta p_f = \frac{Mg}{A} \left[\frac{N}{m^2} \right] \quad (3.17)$$

Sustituyendo las ecuaciones de porosidad (*voidage*) 3.7 y 3.8 y haciendo unos arreglos obtenemos:

$$\frac{\Delta p_f}{H} = (\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_g)(1 - \mathbf{e}_{mf})g \quad (3.18)$$

Aquí hay que denota que el término \mathbf{e}_{mf} se refiere a la porosidad del lecho a U_{mf} . Si la ecuación 3.18 la juntamos con la ecuación 3.14 y haciendo $\rho_1 / \bar{\rho} = 1$ obtenemos la siguiente ecuación.

$$\frac{\mathbf{r}_g d_{sv}^3 (\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_g)g}{\mathbf{m}^2} = \frac{150(1 - \mathbf{e}_{mf})}{\mathbf{e}_{mf}^3} \frac{\mathbf{r}_g d_{sv}}{\mathbf{m}} U_{mf} + \frac{1.75}{\mathbf{e}_{mf}^3} \frac{\mathbf{r}_g^2 d_{sv}^2}{\mathbf{m}^2} U_{mf}^2 \quad (3.19)$$

Unos de los investigadores famosos en la fluidización *Wen* y *Yu* (1966) [11] recabaron mucha información y combinaron las constantes numéricas con los términos de porosidad y usando el volumen diámetro d_v en vez de d_{sv} propusieron el número de Arquímedes:

$$Ar = 1.650 \text{Re}_{mf} + 24.5 \text{Re}_{mf}^2 \quad (3.20)$$

Donde:

$$\text{Re}_{mf} = \frac{\mathbf{r}_g U_{mf} d_v}{\mathbf{m}} \quad (3.21)$$

Se han creado ecuaciones empíricas las cuales predicen algunos fenómenos. Algún tipo de partículas puede sufrir de sinterización y suavización esto ocasiona aglomeración, esto sucede en partículas grandes a altas temperaturas. Debido a que el modelo matemático

descrito anteriormente sufre de deformación de partículas o partículas unidas por sinterización, las ecuaciones anteriores deben de acomodarse como lo describe Botterill y Teoman (1980) [12]:

$$U_{mf} = \frac{\mathbf{m}}{\mathbf{r}_f d_v} \left[(1135.7 + 0.0408 Ar)^{1/2} - 33.7 \right] \quad (3.22)$$

Donde el número adimensional Arquímedes es:

$$Ar = \frac{\mathbf{r}_g d_v^3 (\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_g) g}{\mathbf{m}^2} \quad (3.23)$$

La ecuación 3.22 Debe ser usada para partículas mayores que 100 μm (Grupo B y D). Así mismo para partículas menores de 100 μm .

$$U_{mf} = \frac{(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_g)^{0.934} g^{0.934} d_p^{1.8}}{1111 \mathbf{m}^{0.87} \mathbf{r}_g^{0.066}} \quad (3.24)$$

Velocidad Terminal

Para empezar a definir la velocidad terminal debemos conocer otro término llamado elutriación. Este término usado para describir la separación de las partículas desde la superficie de un lecho fluidizado y su remoción del chorro de aire.

La terminología y los procesos ocurridos en la entrada son mejor explicados a través de una serie de experimentos. En un tubo de lecho fluidizado se encuentran partículas de diferentes diámetros la velocidad de las partículas se va incrementando desde la pared hacia el centro hasta que llega a un punto en que la caída de velocidad se vuelve estable (*steady falling rate*) a este punto se llama *velocidad terminal* (*terminal velocity*).

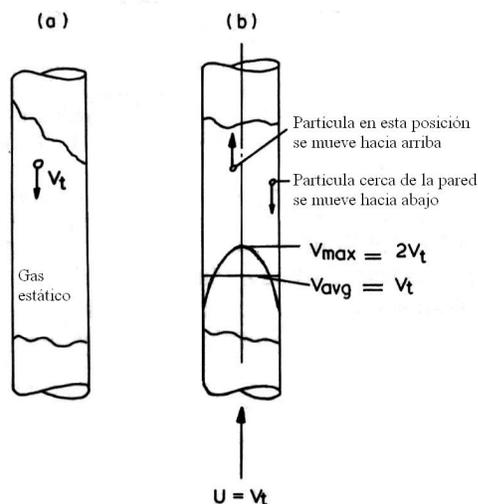


Figura 3.5 Movimiento de partículas cayendo en el tubo

a) Sin y b) Con flujo de gas [2].

Otro experimento es, si nosotros pasamos gas por un tubo a velocidad considerablemente mayor que la velocidad terminal de las partículas. Éstas serán recogidas (*entrained*) por el gas y transportadas hacia arriba. Por otro lado, si el tamaño de distribución es muy amplio y algunas partículas tienen velocidades terminales mayores que la velocidad del gas, entonces una fracción de sólidos, partículas finas, serán arrastradas hacia arriba y las partículas gruesas caerán hacia el fondo del tubo a este fenómeno se le denomina *elutriación* (*elutriation*).

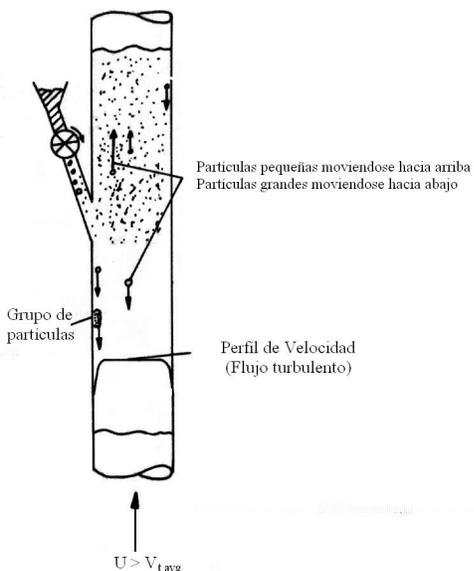


Figura 3.6 Fase diluida de transporte de partículas [2].

La velocidad terminal (o caída libre) de las partículas U_T figura en la mayoría de las correlaciones de transporte y es también de considerable importancia en sedimentación, diseño de ciclones líquidos y gaseosos, y muchas otras áreas de ingeniería química.

Partículas Esféricas

Considerando partículas esféricas cayendo libremente en un fluido infinito. Las fuerzas actuando en ésta serán como las mostradas en la figura 3.7.

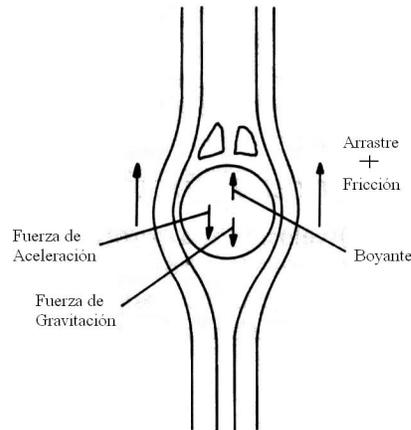


Figura 3.7 Fuerzas actuando en una partícula cayendo en un fluido [2].

Donde:

$$\text{Fuerza Gravitacional} - \text{Fuerzas Boyantes} - \text{Fuerza de Arrastre} = \text{Fuerzas de Aceleración} \quad (3.25)$$

La fuerza de arrastre puede ser expresada en términos del coeficiente de arrastre C_D , el área proyectada perpendicular al flujo A_p , y la inercia del fluido.

$$F = C_D A_p \frac{1}{2} \rho_f v^2 \quad (3.26)$$

El coeficiente de arrastre es función del número de Reynolds y puede ser escrito de la siguiente manera.

$$\text{Re} = \frac{\rho_f v d_v}{\mu} \quad (3.27)$$

Para una esfera el área de contacto con el chorro es $A_p = \pi d_v^2 / 4$ sustituyendo en la ecuación 3.25

$$F = C_D \frac{\pi d_v^2}{8} \rho_f v^2 \quad (3.28)$$

Ahora la ecuación 3.25 puede ser escrita algebraicamente como:

$$\frac{\rho}{6} d_v^3 (\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_f) g - F = \rho d_v^3 \mathbf{r}_p \frac{dv}{dt} \quad (3.29)$$

Ahora, cuando la partícula alcanza la velocidad terminal (o caída libre), la fuerza de aceleración es cero, $v = v_t$ y la ecuación anterior 3.29 da:

$$F = \frac{\rho}{6} d_v^3 (\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_f) g \quad (3.30)$$

Y finalmente sustituyendo el valor de F, combinando las ecuaciones 3.28 y 3.30 obtenemos:

$$C_D = \frac{4}{3} \frac{(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_f) d_v g}{\mathbf{r}_f v_t^2} \quad (3.31)$$

Finalmente se grafican los resultados experimentales obtenidos con una variedad de fluidos donde $\log(C_D)$ es graficado contra $\log(Re)$ y obtenemos la curva estándar de arrastre.

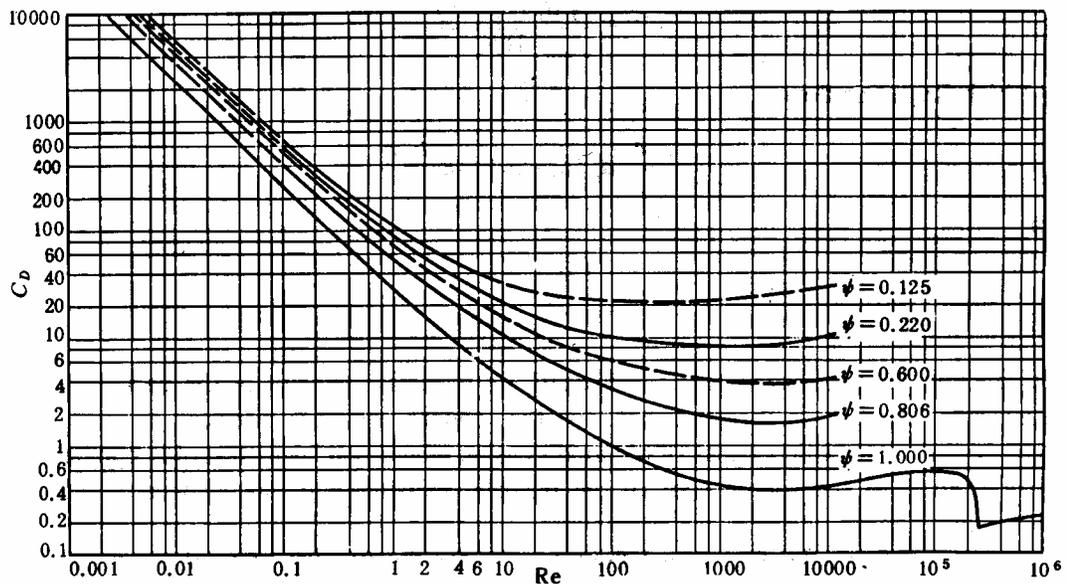


Figura 3.8 Curva estándar de arrastre [52]

Región Laminar

La región laminar se cumple para $Re < 0.2$. Stokes resolvió las ecuaciones analíticas del arrastre para partículas esféricas-rígidas-lisas, desplazándose en un fluido viscoso homogéneo con velocidad v .

$$F = 3\mu v d_v \quad (3.32)$$

Sustituyendo esta ecuación 3.32 en la ecuación 3.30 obtenemos la velocidad terminal

$$v_{t,laminar} = \frac{(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_f)gd_v^2}{18\mu} \quad (3.33)$$

Región Turbulenta

La región turbulenta se cumple con $Re > 1000$. Se ocupa la ecuación 3.31 y obteniendo por ejemplo para partículas esféricas de arena mayores a $1500 \mu\text{m}$ en aire dentro de la región turbulenta y $C_D=0.43$. Reacomodando obtenemos de la ecuación 3.31.

$$v_{t,turbulento} = \sqrt{\left[\frac{4(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_f)gd_v}{3(0.43 \mathbf{r}_f)} \right]} \quad (3.34)$$

Resolviendo para velocidad terminal de la ecuación 3.31 obtenemos.

$$v_t = \sqrt{\frac{4(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_f)gd_v}{3C_D \mathbf{r}_f}} \quad (3.35)$$

Sin embargo hay otras formulas desarrolladas para aplicaciones más especializadas como las descrita por Pell, M. [3] en donde las partículas son finas y se aplican donde las *leyes de Stokes* son válidas. El número de Reynolds para las partículas es menor que 0.4.

$$v_t = \frac{d_v^2 (\rho_p - \rho_f) g}{18\mu} \quad (3.36)$$

Finalmente hay que hacer notar que C_D es el coeficiente de arrastre (Drag Coefficient) para una esfera el cual puede ser encontrado fácilmente en libros de fluidos como [13].

Clasificación de las Partículas

La clasificación de las partículas comenzó del trabajo experimental en fluidización relacionado con catálisis, con partículas finamente divididas, porosas y partículas de baja densidad teniendo propiedades excelentes de fluidización.

La experiencia en el tratamiento de partículas ha indicado que partículas con gran tamaño de distribución fluidizan más satisfactoriamente que partículas teniendo un rango de tamaño estrecho.

La experiencia ha enfocado los estudios de fluidización a la creación de la clasificación de las partículas en diferentes grupos.

El esquema de Geldart (1973) citado en muchas fuentes como la forma de categorizar y distinguir las partículas ha separado en 4 diferentes grupos y subgrupos no bien definidos y difusos entre sí, o sea, la transición de un grupo a otro no es directa sino progresiva, esto quiere decir que los grupos adjuntos crean subgrupos con propiedades de los grupos adyacentes.

Los grupos son tratados con un orden en el incremento del tamaño de la partícula.

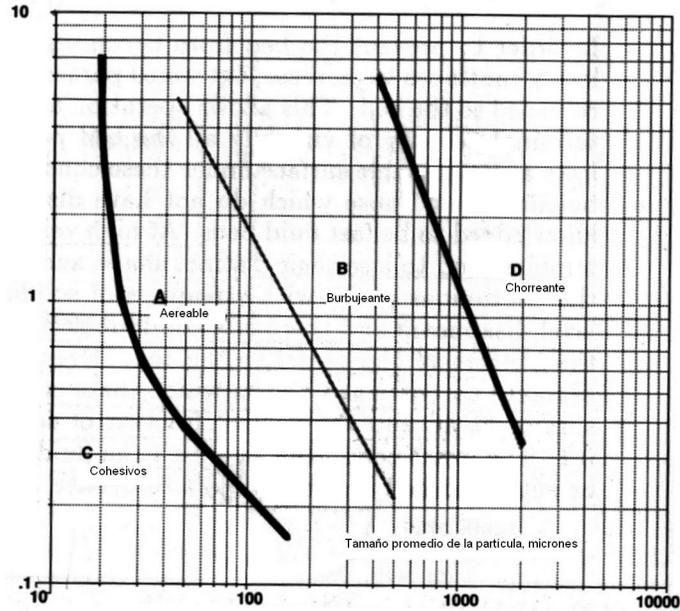


Figura 3.9 Grupos de Partículas en un lecho fluidizado [3]

- A. Partículas de baja densidad (menores a 1400 kg/m^3) y de diámetro promedio en el rango de tamaño de $20 - 100 \text{ }\mu\text{m}$.
- B. Partículas teniendo un diámetro promedio de entre $40 - 500 \text{ }\mu\text{m}$ y un rango de densidad de $1400 - 4000 \text{ kg/m}^3$.
- C. Partículas pequeñas teniendo un tamaño menor a $30 \text{ }\mu\text{m}$ para los cuales el efecto entre las partículas es significativo.
- D. Partículas grandes mayores a $600 \text{ }\mu\text{m}$ y partículas densas las cuales levantarían el lecho de manera como menciona Squires “balanceándose”.

Grupo C

Todos los polvos que son cohesivos caen en esta categoría. La fluidización normal para tales polvos es extremadamente difícil, por ejemplo, el gas pasa a través de las partículas forma huecos verticales e inclinados desde el distribuidor hasta la superficie del lecho. La dificultad comienza por que las fuerzas de cohesión son mayores que las que el fluido

puede ejercer en las partículas, y esto es resultado de partículas de tamaño muy pequeño, generalmente menor a 20 μm , partículas cargadas electrostáticamente, húmedas, partículas pegajosas, sólidos suaves o partículas con formas muy irregulares.

- La caída de presión es menor que el valor teórico (peso del lecho por unidad de área). Puede llegar a ser la mitad.
- La capacidad de mezclado y transferencia de calor es pobre comparada con partículas tipo A o B.
- La dureza es un factor importante.
- La fluidización necesita de agitadores o vibradores los cuales rompan los canales del fluido.
- Partículas porosas tienen a generar mucha carga electrostática.
- La humedad afecta directamente la fluidización debido a que la cohesión aumenta

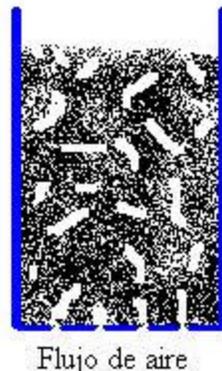


Figura 3.10 Comportamiento de canales en partículas tipo C

Grupo A

Las investigaciones en este grupo han sido numerosas debido al aereable grupo A, nuestro entendimiento ha ido creciendo debido a las aportaciones de muchos investigadores como Rietema et al. (1984) [14]. Las investigaciones demuestran confiablemente que las fuerzas

entre partículas están presentes. Partículas de lechos fluidizados en este grupo expanden considerablemente a velocidades entre U_{mf} y velocidades en las que el burbujeo comienza U_{mb} . Debido a que estos grupos son ligeramente cohesivos. Con el incremento de la velocidad del gas arriba de U_{mb} el paso de cada burbuja desestabiliza la débil estructura de la fase densa expandida. La altura del lecho se ve disminuida debido a que las burbujas aumentan y los huecos de la fase densa decrecen por el incremento de la velocidad del gas. La fase densa eventualmente asume una porosidad entre e_{mf} y e_{mb} .

Cuando el suministro de aires es cortado las partículas descienden lentamente esto hace que este grupo sea susceptible a la circulación.

La circulación de las partículas (parecida a la convección de los líquidos) ocurre siempre y cuando pocas burbujas estén presentes, produciendo un rápido mezclado. Esto se parece a un líquido hirviendo. Burbujas en lechos de dos dimensiones muestran que éstas chocan y se separan con gran rapidez en un tamaño de burbuja determinado.

- El tamaño de la burbuja es afectado por: el tamaño promedio de las partículas, la fracción de masa menor que $45 \mu\text{m}$, presión y temperatura.
- Alto intercambio de gas entre burbujas y la fase densa, probablemente debido al choque y unión de burbujas y a su separación.
- Todas las burbujas ascienden más rápidamente que la velocidad del gas intersticial (entre partículas).
- En lechos libres de burbujas la velocidad de burbujas pequeñas ($< 4 \text{ cm}$) parece ser alrededor de 30 a 40 cm/s sin importar el tamaño de la burbuja.
- Con velocidades altas y diámetros pequeños se tiende a la formación de baleado (*slugging*) siendo éste asimétrico y ocurre la transición al transporte.

Grupo B

Las partículas típicas son arena, las cuales contienen más sólidos en el tamaño promedio y rangos de densidades:

$$60 \mu\text{m} < d_p < 500 \mu\text{m} \text{ cuando } \rho_p = 4 \text{ g/cm}^3$$

$$250 \mu\text{m} < d_p < 100 \mu\text{m} \text{ cuando } \rho_p = 1 \text{ g/cm}^3$$

En contraste con el grupo A, las fuerzas entre las partículas es despreciable y las burbujas comienzan a formar en este tipo de partículas en o ligeramente arriba de la velocidad mínima de fluidización U_{mf} . La expansión del lecho es pequeña y el lecho colapsa muy rápidamente cuando el suministro de gas es cortado.

La circulación del lecho es poca o despreciable. La mayoría de las burbujas asciende más rápidamente que la velocidad del gas intersticial. El tamaño de la burbuja crece con la altura del lecho y el exceso de la velocidad del gas ($U - U_{mf}$); el choque de las burbujas es el fenómeno predominante y no hay evidencia de un tamaño máximo de burbuja. Cuando se hacen comparaciones a valores iguales de altura y exceso de velocidad, el tamaño de las partículas es independiente del tamaño promedio de la partícula y el tamaño de distribución.

Con el incremento de la velocidad se genera el baleado (*slugging*) y en un comienzo es asimétrico pero con un incremento en la velocidad del gas las proporciones se vuelven cada vez más simétricas.

Grupo D

Partículas grandes o densas pertenecen a este grupo. Las partículas grandes ascienden más lentamente que el gas intersticial, este gas fluye hacia la base de las burbujas y salen por la cima de las burbujas. La velocidad del gas en la fase densa es alta y el mezclado de sólidos es relativamente pobre. La segregación por tamaño sucede cuando el tamaño de distribución es amplio a grandes velocidades de gas. El régimen de flujo a lo largo de las partículas puede ser turbulento esto es: $\rho_g U_{mf} d_p / \mu > 1000$, causando roce entre las partículas con rápida elutriación de las partículas finas.

Huecos horizontales aparecen cerca del distribuidor: en una columna estrecha esto puede extenderse a lo largo del tubo dando baleado (*slugging*) tipo pistón que se deslizan a lo largo del tubo y colapsándose sobre las paredes. En columnas grandes estos huecos frecuentemente formados por burbujas que ascienden y parecen crecer sin chocar, drenando gas desde los alrededores de la fase densa.

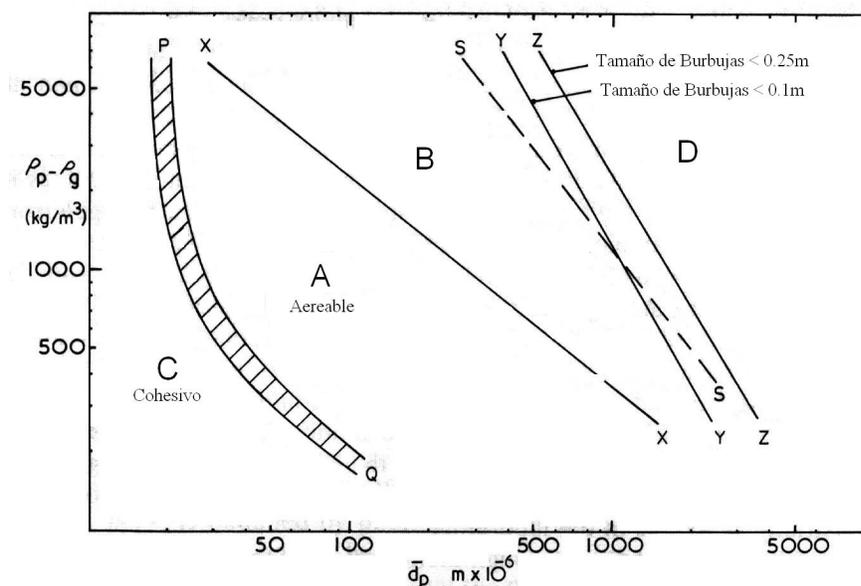


Figura 3.11 Clasificación de partículas [2]

El comportamiento de los diferentes tipos de partículas puede registrarse en una tabla simplificada como se muestra a continuación.

Tabla 3.2 Propiedades de las partículas [2]

→ Incremento en tamaño y densidad →					
Grupo		C	A	B	D
Características más obvias		Cohesivo, Difícil de fluidizar	Libre de Burbujas en el rango de fluidización	Burbujeo comienza a U_{mf}	Sólidos gruesos
Propiedad \ Sólidos Típicos		Fluor, Cemento	Rompimiento Catalítico	Sal de edificio, sal de mesa	Piedra de lima molida, granos de café
1. Expansión del lecho		Baja cuando los canales del lecho, puede ser alta cuando fluidiza	Alta	Moderada	Baja
2. Velocidad de desaeración		Inicialmente rápida, exponencial	Baja, linear	Rápida	Rápida
3. Propiedades de la burbuja		No hay burbujas. Canales y roturas	Divisiones/ choques predominantes; máximo tamaño existe	No hay tamaño límite	Tamaño superior no conocido
4. Mezclado de sólidos		Muy baja	Alta	Moderada	Baja
5. Retorno de mezclado		Muy baja	Alta	Moderada	Baja
6. Propiedades de baleado		Balas sólidas	Simétrico al eje	Simétrico al eje, asimétrico	Huecos horizontales, balas sólidas, balas de pared
7. Chorro		No	No, excepto en lechos muy poco profundos	Lechos poco profundos solamente	Si, siempre en lechos profundos
<i>Efecto de propiedades del 1 al 7</i>	Tamaño promedio de la partícula	Perdida de la cohesividad incrementa cuando d_p decrece	Propiedades mejoran cuando el tamaño decrece	Propiedades mejoran cuando el tamaño decrece	No conocido
	Distribución del tamaño de la partícula	No conocido	Incrementando la fracción <45 μm mejora propiedades	Ninguna	Incrementa segregación
	Incrementando presión, temperatura, viscosidad, Y densidad del gas	Probablemente mejora	Definitivamente mejora	Incierto, algunas posibilidades	Incierto, algunas posibilidades

Comportamiento del Lecho en la Fluidización Gaseosa

Muchos de los reactores actualmente que ocupan a la fluidización, realizan sus operaciones a grandes velocidades mayores a la velocidad mínima de fluidización, ($\gg 10 U_{mf}$) donde existen condiciones de gran agitación. A su vez en laboratorios a baja escala desarrollan experimentos justo arriba de donde la fluidización es mínima. Esto nos indica que la fluidización se extiende en un rango muy amplio y que no hay nada ideal, por lo que hay que conocer y aprender tanto de las investigaciones como de la experiencia. Encontrar un flujo de aire el cual sea lo suficiente mente fuerte para ejercer una fluidización efectiva y que a su vez no sea lo suficiente mente fuerte como para provocar desgaste (*attrition*) de las partículas.

Una de las desventajas de la fluidización gaseosa es el hecho que la velocidad del flujo de gas a través de un lecho esta restringido por el tipo y tamaño de distribuidor. Otro factor importante en el diseño es la interconexión entre la elección del tamaño de la partícula, la velocidad aceptable del fluido y el área transversal del lecho.

Las burbujas y tipo de la partícula juegan un factor decisivo en el comportamiento debido a los efectos de transporte, mezclado y circulación.

La razón por la formación de las burbujas en la fluidización gaseosa no es bien comprendida. Burbujeo visible usualmente ocurre cuando hay un alto grado de partículas y fluido. La probabilidad es alta cuando se trabaja con partículas grandes, a mayores porosidades y fluidos con bajas viscosidades. Varios investigadores como Katz y Sears (1969) [16] y Agbim (1971) [15] demostraron que el burbujeo puede ser retardado con las fuerzas de cohesión entre las partículas. Intuitivamente se espera que la fluidización gaseosa sea un sistema inestable pero es muy difícil de tratar este complicado sistema

dinámico en una manera teórica. Muchos de los estudios de fluidización han tratado de aplicar el principio de continuidad (*continuum*) pero los resultados obtenidos por Jackson (1963) [17], Pigford y Baron (1965) [19] han indicado que un sistema fluidizado siempre será inestable.

Sin embargo investigadores como Molerus (1967) [18] hicieron investigaciones valiosas basadas en una dimensión. La solución predice que habrá ciertas regiones estables e inestables para fluidizaciones líquidas y gaseosas. El también demostró que una consecuencia de estas ecuaciones son que las vibraciones impresas tienen un efecto estabilizador en el comportamiento del lecho.

Se ha sugerido un simple criterio de energía potencial si las burbujas pueden o no formarse. Esto es que las burbujas se formarán cuándo la porosidad promedio sobre el burbujeo del lecho sea menor que aquel lecho el cual tenga como resultado una expansión uniforme para acomodar el mismo flujo de gas.

Ejemplo si la energía potencial promedio en un lecho con menor expansión será menor y así pues, el lecho será más estable que uno en el cual tenga mayor expansión.

Molerus asumió que podía ser determinado aproximadamente de la ecuación de Carman-Kozeny [20]. Se definió un parámetro W de puede predecir la tendencia general de la fluidización líquida o gaseosa.

$$W = \frac{180 \mu_f U_f}{(\rho_p - \rho_f) g d_p^2} \quad (3.37)$$

Donde U_f es la velocidad superficial del fluido, μ_f es la viscosidad del fluido, d_p el diámetro de la partícula, $(\rho_p - \rho_f)$ es la diferencia de densidades de la partícula y el fluido.

Diseño del Distribuidor

Para una operación satisfactoria del lecho fluidizado, el gas debe normalmente ser distribuido uniformemente a lo largo del área del lecho. El distribuidor debe de prevenir que las partículas caigan dentro del túnel de viento, y debe ser capaz de soportar las fuerzas debido a la caída de presión asociadas con el flujo de gas durante la operación y el peso de las partículas durante el reposo.

Para estudios de laboratorio, es conveniente usar un distribuidor de algunos materiales porosos (esto nos es practico para las industrias). Uno de las distribuidores más simples es una placa perforada con un arreglo regular de orificios o ranuras, en nuestro caso especial ocuparemos una placa perforada con orificios. Proveyendo que el diámetro o el ancho de las perforaciones sea menor que diez veces el diámetro de la partícula. Existen dispositivos para reducir el escape, los cuales son: estaciones de placas perforadas; y partículas gruesas entre placas perforadas o mallas. Para reducir la aparición de orificios tapados debido al polvo o humedad. Tales deposiciones pueden ser reducidas o eliminadas usando orificios avellanados como se muestra:



Figura 3.12 Orificios avellanados reduce la deposición de partículas en ellos

Los distribuidores normalmente están basados en los siguientes diseños. En todos los casos el gas pasa hacia arriba en una arreglo vertical de tubos, a través del buje de carga del distribuidor. La placa está cubierta por una capa de refractario, normalmente colocado entre los tubos. El aislamiento provocado por la capa de refractario asegura que la placa está a la

temperatura cercana de los gases entrantes, sin embargo la temperatura del lecho puede estar a mayor temperatura.

El primer tipo de distribuidor tiene un simple barreno en el eje vertical llamado “*tuyere*” Figura 3.13(a). Alternativamente el tubo de distribución puede estar tapado y la tapa, usualmente tiene cuatro, seis u ocho barrenos radiales como lo muestra la Figura 3.13(b). Con este tipo de distribuidor, algunas veces llamado “*tuyere con multibarrenos*” el gas entra horizontalmente. La ventaja de operación es que la deposición de sólidos a través del distribuidor es disminuida si los pasajes radiales son lo suficientemente largos, un tipo de ventaja similar es la obtenida por el distribuidor mostrado en la Figura 3.13(c) conocido como “*la cabaña*”, aquí el tubo de distribución esta tapado por la mitad de un tubo cortado por la mitad formando un medio cilindro.

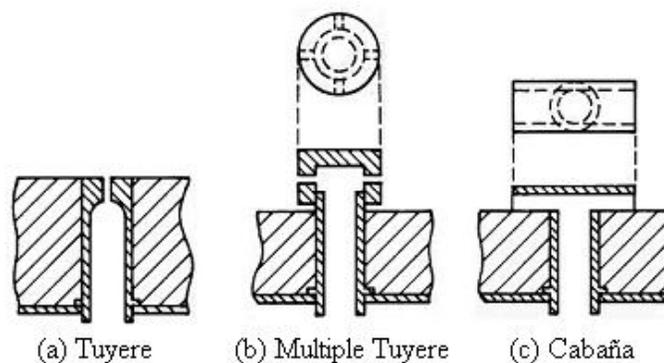


Figura 3.13 Tipos comunes de distribuidores [2]

Si se desea separar el buje de carga y la distribución del gas, el gas puede ser introducido en un lecho una red de tuberías mostrado esquemáticamente en la figura 3.14(a). Este arreglo es también adecuado si hay más chorros de gases no mezclados. El ángulo de inclinación del orificio de los tubos se dispone de acuerdo a la aplicación. Si es necesario retirar residuos del lecho. Es preferible optar por un distribuidor del tipo cónico

Figura 3.14(b), los residuos son extraídos del pico del cono. También el ángulo de entrada del chorro de aire debe estar inclinado hacia abajo para evitar deposición.

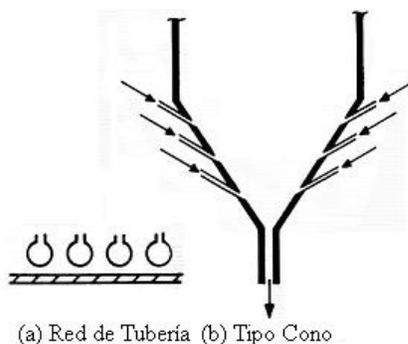


Figura 3.14 Distribuidores separando la placa de carga y el alimentador de gas [2]

Caída de Presión del Distribuidor

Debido a la acción del burbujeo del lecho fluidizado, hay cambios constantes en la caída de presión en el distribuidor. El gas trata de entrar en el lecho en la zona con menor caída de presión. La caída de presión del distribuidor debe ser suficientemente grande para vencer las pequeñas perturbaciones del lecho. Si la caída de presión es muy pequeña, el gas terminará fluyendo a través de algunas aberturas y estableciendo patrones de flujo con alta porosidad y baja caída de presión. Al mismo tiempo, otros barrenos tendrán flujo despreciable y permanecerán cerrados o no-burbujeantes.

Esto se puede ver dado que cuando llega el flujo de aire destapa barrenos rápidamente y los que quedan sin destapar permanecen así dado que el aire fluye por donde tiene menores restricciones de paso. Para evitar este problema la caída de presión debe tener la suficiente caída de presión para destapar todos los barrenos.

Así el requerimiento esencial es diseñar un distribuidor tal que los gases pasen a través de él sintiendo suficiente caída de presión, Δp_D . El requerimiento crítico es generalmente la

razón de la caída de presión del distribuidor sobre la caída del lecho fluidizado donde Agarwal y Davis (1966) [21] sugieren que la razón debería ser de 0.1 – 0.3. Sin embargo de ha reportado que muchos lechos fluidizados funcionan adecuadamente con coeficientes más bajos demostrándose que el coeficiente depende de la profundidad H y el diámetro D. Creasy (1971) [22] revisando en sus resultados se obtuvo que la caída de presión satisfactoria fue dada por:

$$\frac{\Delta p_D}{\Delta p_B} = 0.01 + 0.2 \left[1 - \exp\left(\frac{-D}{2H}\right) \right] \quad (3.38)$$

Burbujeo de Lechos Fluidizados

El comportamiento de los lechos fluidizados es dominado por la creación de vacíos convenientemente llamados burbujas, las cuales categorizar este sistema. Para empezar el estudio del burbujeo en un lecho fluidizado, hay que distinguir la *fase de burbuja* (los huecos de gas que no contienen virtualmente partículas del lecho) y la *fase de partículas* (también conocida como fase densa o fase de emulsión) siendo esta las partículas fluidizadas por un gas intersticial.

La creación de burbujas causa movimiento de la fase de partículas el cual es el principal factor de mezclado en lechos burbujeantes. Este movimiento de partículas causa la uniformidad térmica y altos niveles de transferencia de calor las cuales son unas de las ventajas significativas de la fluidización gaseosa. La burbuja es tomada como un hueco vacío sin ninguna partícula dentro esto quiere decir que la burbuja no esta en contacto directo con las partículas y no aporta mejoras en los procesos de reacción. Estas burbujas al emerger intercambian gas con el gas de la fase densa. Este intercambio determina el

desempeño del lecho fluidizado. El entendimiento de las burbujas provee un mejor entendimiento del fenómeno de la fluidización gaseosa debido a que cuenta con la capacidad de modificar características o comportamiento del lecho fluidizado.

El gas del lecho fluidizado debe de ser distribuido uniformemente en el tubo de fluidización esto es por medio del *distribuidor* el cual debe de ser el adecuado.

De esta manera el entendimiento del gas a través del lecho y la formación y crecimiento de grandes burbujas llamadas balas que crecen y de deslizan por el lecho fluidizado crean los factores del fenómeno de fluidización gaseosa.

Velocidad Mínima de Burbujeo

La velocidad promedio a la cual las burbujas aparecen o desaparecen es llamada la velocidad mínima de burbujeo o punto de burbujeo la cual coincide generalmente con la máxima altura del lecho, prematuramente el burbujeo puede causar por la distribución no uniforme, protuberancias en el lecho.

Investigaciones han determinado la dependencia de la velocidad mínima de burbujeo con el gas y las propiedades de la partícula como lo expone Geldart [2].

$$U_{mb} = 2.07 \exp(0.716F) \frac{d_p \mathbf{r}_g^{0.06}}{\mathbf{m}^{0.347}} \quad (3.39)$$

Donde F es la fracción de las masas menores a 45 μm . Si $F \sim 0.1$ y las partículas se fluidizan por aire a condiciones ambientales entonces $U_{mb} \sim 100 d_p$. La Ecuación 3.39 es valida solo para partículas finas ($< 100 \mu\text{m}$) para tener valores de U_{mf} menores que U_{mb} . Si los cálculos muestran que $U_{mf} > U_{mb}$ entonces el burbujeo empezará ligeramente arriba de la fluidización incipiente y la Ecuación 3.39 no es valida.

Sin embargo muchas ecuaciones usan el termino $(U - U_{mf})$ para determinar el exceso de velocidad para propósitos de determinar los parámetros de entrada del crecimiento de la burbuja. Para sólidos tipo B, asumimos que no hay diferencia entre la U_{mb} y U_{mf} . Para sólidos tipo A, la velocidad mínima de burbujeo puede ser tanto como 10 veces la velocidad mínima de fluidización, por lo que Abrahamsen y Geldart [23] recomiendan usar unidades del SI.

$$\frac{U_{mb}}{U_{mf}} = \frac{2300 r_g^{0.126} m^{0.523} \exp(0.716F)}{d_p^{0.8} g^{0.934} (r_p - r_g)^{0.934}} \quad (3.40)$$

Como ya se ha mencionado el término F es la fracción de sólidos la cual es menor a 45 μm . Esto es lo mismo a una malla 325 la cual es la más pequeña de uso comercial.

Burbujas y Balas

Estudios basados en fotografías y técnicas con rayos X han determinado la forma idealizada de una burbuja la cual en la parte superior es aproximadamente esférica con un radio de curvatura r , la base de la burbuja esta ligeramente indentada. Debido a que el radio de la esfera puede variar. Es más conveniente expresar el tamaño de la burbuja como el diámetro de volumen equivalente. Diámetro de la esfera cuyo volumen es igual al de la burbuja.

$$d_{eq} = (6V_B/\pi)^{1/3} \quad (3.41)$$

Una burbuja en un líquido viscoso se muestra como en la Figura 3.15. La burbuja debe ser lo suficientemente grande para ganarles a las fuerzas de tensión superficial. Para determinar que tanto afecta la tensión superficial nos basamos en números adimensionales como el número de Eötvös.

$$Eo = \frac{\rho_t d_{eq}^2 g}{\sigma} > 40 \quad (3.42)$$

Donde ρ_t y σ son la densidad del líquido y la tensión interfacial.

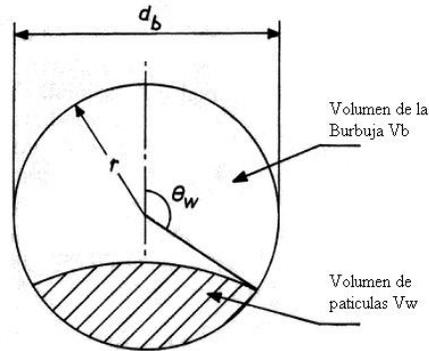


Figura 3.15 Esquema de una burbuja

La forma de la burbuja contiene una estela de partículas con la cual se han hecho estudios para determinar que la estela esta en función del número de Reynolds para burbujas.

$$Re_b = \frac{\rho_t u_b d_{eq}}{\mu} \quad (3.43)$$

Donde u_b es la velocidad de elevación de la burbuja y μ_t es la viscosidad del líquido, con este valor puede representarse el ángulo en forma empírica de la estela θ_w determinado desde la vertical hasta la estela representada por Clift, Grace y Weber (1978) [24]:

$$\theta_w = 50 + 190 \exp(-0.62 Re_b^{0.4}) \quad (Eo > 40 \text{ y } Re_b > 1.2) \quad (3.44)$$

Sin embargo ya se han desarrollados formas teóricas desarrolladas por Davidson *et al* (1977) [25].

$$\text{Re}_b = \left(\frac{4}{2 - 3 \cos \mathbf{q}_w + \cos^3 \mathbf{q}_w} \right)^{2/3} \quad (5 < \text{Re}_b < 100) \quad (3.45)$$

Otros parámetros de interés son el diámetro frontal de la burbuja d_b y el volumen de una esfera circunscrita no ocupada por el volumen de la estela de partículas V_w .

La fracción del volumen de la **estela** / volumen de la **esfera**, (V_w/V_{sph}) es $3V_w/4pr^3$, es llamado como la fracción de la estela f_w . Hay que saber que a veces la fracción de la estela es definida como el volumen de la **estela** V_w dividida sobre el volumen de la **burbuja** V_b , V_w/V_b , en cuyo caso es denominado por β_w . La relación entre estos dos valores es: $\beta_w = f_w / (1 - f_w)$.

Velocidad de la Burbuja

Los primeros estudios desarrollados por Taylor y Davies (1950) [26] demostraron que la velocidad de elevación de la burbuja u_b esta relacionada con su radio de curvatura.

$$u_b = \frac{2}{3} \sqrt{gr} \quad (3.46)$$

Sin embargo la ecuación anterior no es valida para todos los casos. Es únicamente valida para burbujas en líquidos si Re_b es mayor a 40. Desviaciones de la capa esférica tienen un efecto significativo en u_b . Burbujas en lechos fluidizados normalmente tienen números de Reynolds de orden 10 o menores, debajo del rango de la Ecuación 3.45 estrictamente valida para líquidos. Observando las variaciones de la velocidad errática Rowe y Yacono (1976) [27], en términos del diámetro del volumen equivalente escribieron:

$$u_b = \left[\frac{2}{3} \sqrt{\frac{r}{d_{eq}}} \right] \sqrt{gd_{eq}} \quad (3.47)$$

El término entre corchetes es una función del Re_b de la estela para $Re_b > 100$ este término es constante a 0.71 [28] dando como resultado a la ecuación:

$$u_b = 0.71 \sqrt{gd_{eq}} \quad (3.48)$$

Sin embargo la Ecuación 3.47 aún no se acopla y el valor de 0.71 no es siempre verdadero para los grupos A y B que generalmente obtenían un valor de 0.5 a 0.66 [29] estos valores corresponden a números de $Re_b < 60$. Para esto fue posible estimar la velocidad de la burbuja desde la forma, expresado por la fracción de la estela V_w/V_{sph} , siendo la siguiente ecuación consistente desde la Ecuación 3.46.

$$u_b = \frac{\sqrt{2}}{3} \left(\frac{1}{1 - V_w/V_{sph}} \right)^{1/6} \sqrt{gd_{eq}} \quad (3.49)$$

Sin embargo las diferentes tipos de partículas obtienen sus propios resultados donde la Ecuación 3.46 puede ser usada sin embargo las conclusiones son que la fase densa tratada como un fluido Newtoniano no explica todas las características del comportamiento de la burbuja.

Rompimiento de la Burbuja

Burbujas en líquidos viscosos y lechos fluidizados rompen esquemáticamente por la Figura 3.16. Una indentación formada desde la superficie de la partícula va creciendo conforme se desliza a lo largo de la periferia por el movimiento de las partículas relativo a las burbujas. Si la cortina crece suficiente para alcanzar la base de la burbuja antes que se deslice hacia fuera la burbuja se divide. Cuando los efectos de la tensión superficial son despreciables, la velocidad de crecimiento de tal perturbación decrece con el incremento de la viscosidad

cinemática. Análisis de este proceso dirigen a predicciones reales del máximo tamaño estable de burbujas y gotas de los fluidos convencionales.

Aplicaciones del lecho fluidizado son pocas debido a la insuficiencia de información debido a la falta de conocimiento de la viscosidad sin embargo podemos obtener empíricamente lo que sucede en los grupos de partículas.

En el grupo A la viscosidad efectiva y el tamaño máximo de las burbujas es relativamente pequeño sin embargo ambos incrementan con el diámetro de la partícula.

En el grupo B la viscosidad efectiva y el tamaño de la burbuja son grandes y menos dependientes del tamaño de la partícula.

En el grupo D el máximo tamaño de la partícula es bastante grande para ser realizado.

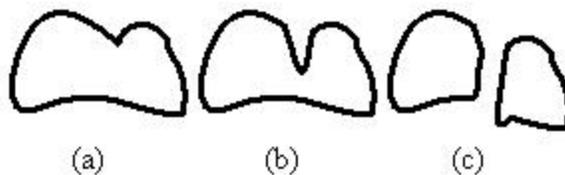


Figura 3.16 Rompimiento de una Burbuja

Sin embargo las investigaciones desarrolladas por Davidson y Harrison (1963) [28] propusieron que la separación de las burbujas ocurre cuando las burbujas son impulsadas desde la base de las burbujas por la circulación del gas con la burbuja. Si bien la burbuja se divide si u_b excede la velocidad terminal de las partículas. La expresión resultante para el tamaño máximo estable de la burbuja es:

$$(d_{eq})_{MAX} = \frac{2v_t^2}{g} \quad (3.50)$$

Donde v_t es la velocidad terminal.

Tamaño de la Burbuja y la Velocidad

El tamaño de la burbuja normalmente tiende a tener un tamaño definido mientras sube pero a una altura las burbujas tienden a tener el mismo tamaño.

Muchos autores han desarrollado sus teorías y expuesto sus resultados, la siguiente tabla muestra un abstracto de estos valores.

Tabla 3.3 Correlaciones en tamaño de burbuja en lechos fluidizados

Autor	Expresión para el tamaño de la burbuja	Tamaño inicial de la burbuja ($z=0$)
Darton <i>et al.</i> (1977) [30]	$d_{eq} = 0.54(U - U_{mf})^{0.4} (z + 4\sqrt{A_0})^{0.8} g^{-0.2}$	$d_{eq,o} = 1.63[A_0(U - U_{mf})]^{0.4} g^{-0.2}$ {= 0.411[A ₀ (U - U _{mf})] ^{0.4} en centímetro s }
Geldart (1972) [31]	$d_b = 1.43[A_0(U - U_{mf})]^{0.4} g^{-0.2} + 0.027z(U - U_{mf})^{0.94}$	$d_{b,o} = 1.43[A_0(U - U_{mf})]^{0.4} g^{-0.2}$ {= 0.361[A ₀ (U - U _{mf})] ^{0.4} en centímetro s }
Mori y Wen (1975) [32]	$d_{eq} = d_{eq,m} - (d_{eq,m} - d_{eq,o})e^{-0.3z/D}$ Donde : $d_{eq,m} = 0.374[\rho D^2(U - U_{mf})]^{0.4}$	$d_{eq,o} = 0.347[A_0(U - U_{mf})]^{0.4}$ para placas perforadas $d_{eq,o} = 3.76 \times 10^{-3}(U - U_{mf})^2$ para placas porosas
Rowe (1976) [27]	$d_b = (U - U_{mf})^{0.5} (z + z_o)^{0.75} g^{-0.25}$	$d_{b,o} = 0$ para placas porosas; no hay resultados generales para otro tipo de distribuidores

Donde $d_{b,o}$ es el tamaño de la burbuja formada en el distribuidor, $d_{eq,m}$ representa el máximo tamaño alcanzable por choques de la burbuja. La correlación de Rowe tiene un

parámetro z_o caracterizando el distribuidor: esencialmente es la altura arriba de un distribuidor poroso al cual las burbujas alcanzarían el tamaño formado al que el distribuidor actualmente usa. Para la determinación se usa la relación de Geldart $d_{b,o}$ y z_o se tiene:

$$z_o = \left[\frac{d_{b,o}^4 g}{(U - U_{mf})^2} \right]^{1/3} \quad (3.51)$$

En la tabla 3.3 no ha habido evidencia que una formula sea mejor que otra por lo que todas las ecuaciones son validas teniendo valores similares debido a que todas ellas son basadas en una burbuja elíptica, así que podría tomarse un promedio de todas ellas.

Davidson y Harrison (1963) [28] propusieron que la velocidad promedio de una burbuja en un lecho burbujeante libre es:

$$u_A = (U - U_{mf}) + u_b \quad (3.52)$$

Donde u_b es la velocidad de elevación de una burbuja aislada del mismo tamaño. Sin embargo esta ecuación tiene ciertas variaciones con respecto a la realidad pero es ampliamente usada para predecir cambios instantáneos.

Expansión del Lecho

Considerando una sección del lecho fluidizado donde existan burbujas, donde exista un flujo visible de burbujas Q_b y la velocidad promedio de las burbujas u_A . La fracción promedio del área del lecho ocupada por burbujas es:

$$e_b = \frac{Q_b}{Au_A} \quad (3.53)$$

A es el área transversal del lecho. El volumen de una fase particular en una altura elemental dz en una sección del lecho de altura H es:

$$AH_D = A \int_0^H (1 - e_b) dz = A \int_0^H \left(1 - \frac{Q_b}{Au_A} \right) dz \quad (3.54)$$

La primera estimación para Q_b es basada por la teoría de fluidización de las dos fases la cual consiste en:

- a) Una fase particular en la cual la velocidad de flujo es igual al flujo de la velocidad de fluidización incipiente, ejemplo: la porosidad es esencialmente constante a e_{mf} .
- b) Una fase de burbuja la cual carga el flujo adicional del fluido fluidizado.

Este modelo es comúnmente aplicado por estimación llamado “La teoría de dos fases” [33]. El flujo visible de la burbuja es el exceso de flujo de gas por encima de la mínima fluidización requerida.

$$\frac{Q_b}{A} = (U - U_{mf}) \quad (3.55)$$

Siguiendo con la asunción a) de la teoría de dos fases. Sí la fase particular permanece como la fracción de vacío correspondiente a la mínima fluidización, entonces AH_D es igual al total del volumen del lecho a la mínima fluidización, AH_{mf} .

$$H_{mf} = \int_0^H \left(1 - \frac{Q_b}{Au_A} \right) dz \quad (3.56)$$

$$H - H_{mf} = \int_0^H \frac{Q_b}{Au_A} dz \quad (3.57)$$

La cual da la expansión del lecho arriba de la altura de la mínima fluidización. Este resultado general puede ser simplificado si Q_b/A es aproximado por la teoría de dos fases.

$$H - H_{mf} = \int_0^H \frac{U - U_{mf}}{U - U_{mf} + u_b} dz \quad (3.58)$$

En general u_b es una función de z por que el diámetro de la burbuja es función de z . Resolviendo la Ecuación 3.58 analítica o numéricamente dando valores de u_b obtenidos de la correlación de la tabla 3.3 se obtiene:

$$\frac{H - H_{mf}}{H_{mf}} = \frac{U - U_{mf}}{U - U_{mf} + u_b} \quad (3.59)$$

Mezclado de Sólidos

La mezcla de partículas es de importancia en el diseño de lechos de fluidización. Por ejemplo el mezclado puede influenciar directamente:

- a) El contacto de gas-sólido
- b) Gradientes de temperatura entre una zona de reacción y la zona en la cual la superficie de transferencia de calor son localizadas.
- c) Coeficientes de transferencia de calor
- d) La posición y números de sólidos alimentando y quitando.
- e) La presencia y entendimiento de las zonas muertas en el distribuidor

Pero también tiene sus desventajas las cuales se enumeran:

1. Partículas tienen tamaño uniforme y densidad: El problema principal es asegurar que el transporte de los sólidos o circulación es suficientemente alto para eliminar los gradientes de temperatura.
2. Partículas tienen tamaño uniforme pero densidad variable.
3. Todas las partículas son de la misma densidad pero varían en tamaño

4. Partículas varían en tamaño y densidad.

Así mismo los problemas 2, 3 y 4 tienen el mismo problema del primero pero además saber si la composición local de partículas es igual en todas partes. La cantidad de circulación y el grado de mezclado es principalmente determinado por la velocidad del gas, pero la forma de la partícula, tamaño, densidad, tamaño y adherencia, juegan un papel importante. También la torre y la geometría del distribuidor pueden ser importantes.