

CAPÍTULO 2

PRINCIPIOS DE FLUIDINÁMICA Y PROCESO DE SECADO AL VACÍO

2.1 CONCEPTO DE FLUIDIZACIÓN

La fluidización se define como el proceso en el que un grupo de partículas sólidas flotan o se suspenden por la acción de un fluido que pasa a través de ellas alcanzándose de esta manera una mezcla homogénea entre el fluido y los sólidos suspendidos. Este proceso ha encontrado grandes aplicaciones en la industria debido a las siguientes características: mezcla rápida de sólidos, buen contacto entre las partículas sólidas y el gas y la uniformidad axial en temperatura y composición [1].

2.1.1 LECHO FLUIDIZADO Y COMO SE ALCANZA

Las partículas sólidas pueden ser empujadas unas con respecto de otras para obtener movilidad por un flujo ascendente estacionario de un líquido o gas a suficiente velocidad. Si este fluido empieza a fluir a una velocidad relativamente baja a través de un lecho estático de partículas sólidas, los poros intersticiales entre las partículas ofrecen suficiente resistencia al fluido como para crear la correspondiente caída de presión en dirección del flujo. A medida que el flujo se incrementa, la caída de presión se incrementa proporcionalmente hasta que en un determinado valor de flujo, la caída de presión iguala el peso de los sólidos granulares [17]. En este punto, las partículas sólidas empiezan a perder contacto con sus partículas vecinas y con la superficie que les sostiene iniciando de esta manera una flotación o suspensión de las partículas sólidas. Si el rango de flujo sigue aumentando, las partículas ahora suspendidas no pueden ofrecer gran resistencia debido a su poca masa y son lanzadas más lejanamente. La caída de presión, en este punto, se mantiene constante y al mismo nivel del peso de los sólidos correspondientes.

Al lecho en el que el flujo no es capaz de mover o suspender las partículas sólidas debido a la baja velocidad del fluido se le llama lecho fijo. Al lecho en el que el flujo es capaz de mover o suspender las partículas sólidas debido a que la velocidad del fluido es suficientemente alta, se le llama lecho fluidizado.

2.1.2 POROSIDAD DEL LECHO

En los sistemas de lecho fluidizado, al aumentar la proporción de flujo arriba de su fluidización mínima, usualmente resulta en una expansión progresiva y rugosa del lecho. La porosidad del lecho se refiere a estos espacios vacíos que se forman en el lecho al aumentar la velocidad del flujo. Sin embargo, la porosidad del lecho también depende de otros factores como son: la rugosidad, el tamaño y la forma de las partículas, la relación existente entre el diámetro de la partícula y el diámetro del lecho y la rugosidad de las paredes de la columna así como la presión y la temperatura de operación. [13].

La porosidad del lecho puede ser observada solamente bajo condiciones especiales. En sistemas de lecho fluidizado con gas y sólidos, son ocupadas partículas finas luminosas para observar porosidades en lechos con gas denso a presiones altas [18].

El valor numérico de la porosidad puede ser definido con la siguiente ecuación:

$$\epsilon = \frac{\text{volumen de espacios}}{\text{volumen total del lecho}} = 1 - \frac{\text{volumen ocupado por los sólidos}}{\text{volumen total del lecho}} \quad (2.1)$$

2.2 CARACTERÍSTICAS DE LAS PARTÍCULAS

En la aplicación y estudio básico de la fluidización, no solamente es deseable, sino necesario analizar las características físicas de las partículas sólidas a fluidizar, ya que estas afectan directamente las propiedades fluidinámicas del lecho.

2.2.1 ESFERICIDAD

Generalmente, las partículas en un lecho fluidizado son irregulares en su forma, lo que hace necesario hacer una comparación numérica de estas partículas con respecto de una esfera regular. A esta comparación se le conoce como esfericidad y se determina con la siguiente fórmula:

$$\phi = \left(\frac{\text{área superficial de una esfera de igual volumen de la partícula}}{\text{área superficial de la partícula}} \right) \quad (2.2)$$

Para partículas tales como arena, carbón o catalizadores de metales, la esfericidad varía en los siguientes valores: $0.5 < \phi < 0.9$

2.2.2 DIÁMETRO PROMEDIO

Generalmente se trabaja con partículas de geometrías y tamaños irregulares. La distribución del tamaño de las partículas puede aproximarse a una distribución normal. Sin embargo, podemos obtener dimensiones promedio que nos facilitarían los cálculos de fluidinámica donde interviene la geometría de las partículas. La dimensión promedio más común para partículas esféricas es el diámetro promedio. Podemos obtenerlo mediante la siguiente ecuación:

$$\bar{d}_p = \frac{1}{\sum \left(\frac{X_i}{d_{pi}} \right)} \quad (2.3)$$

Donde X_i representa la fracción de masa de cada partícula, y \bar{d}_p el diámetro promedio de cada partícula.

2.2.3 CLASIFICACIÓN DE LAS PARTÍCULAS

Con la ayuda de numerosos experimentos, los investigadores han descubierto que no todos los materiales fluidizan en la misma manera. Algunos materiales son capaces de

fluidizar más uniformemente que otros. También existen factores como la geometría de la partícula y sus dimensiones que afectan directamente la fluidización de las partículas. Chen [1] presenta la clasificación hecha por Geldart de las partículas de acuerdo a sus características de fluidización. Geldart [15] dividió las partículas en 4 categorías como se presenta en la figura 2.1:

Las partículas en la categoría C presentan baja densidad y tienen un tamaño promedio menor de 30 μm . Al ser partículas de baja densidad y tan pequeñas, existe gran dificultad a ser fluidizadas, ya que el gas fluidificante, al encontrar poca resistencia, tiende a abrir pequeños canales a través de los cuales fluye el gas, provocando una fluidización poco uniforme. La transferencia de calor que se obtiene entre las paredes de las partículas y el lecho es muy baja.

Las partículas de la categoría A oscilan entre rangos de 30 a 200 μm y con una densidad entre 0.8 y 5 g/cm^3 . La expansión de fase de estas partículas se da después de que la velocidad de fluidización ha sobrepasado la velocidad mínima de fluidización pero antes de llegar al inicio del burbujeo. La velocidad a la cual el gas colapsa contra el lecho se conoce como velocidad mínima de burbujeo. La transferencia de calor que se obtiene entre las paredes de las partículas y el lecho es alta.

Las partículas de la categoría B se encuentran dentro de un rango de 50 a 1000 μm y dentro de 1 a 4 g/cm^3 . Estas partículas son muy parecidas a la arena. Existe burbujeo libre cuando se alcanza la velocidad mínima de fluidización. Existe menor estabilidad de expansión del lecho en estas partículas que en las del grupo A. La transferencia de calor que se obtiene entre las paredes de las partículas y el lecho es entre alta y moderadamente alta.

Las partículas de la categoría D oscilan entre un rango de 400 a 1200 μm de tamaño, con una densidad de entre 1 a 4 g/cm^3 . La expansión del lecho es regularmente baja pero una

vez alcanzada la fluidización, las partículas tienen mucho movimiento. Al ser estas partículas muy densas, requieren una mayor velocidad del gas mayor a las categorías anteriores para poder fluidizar.

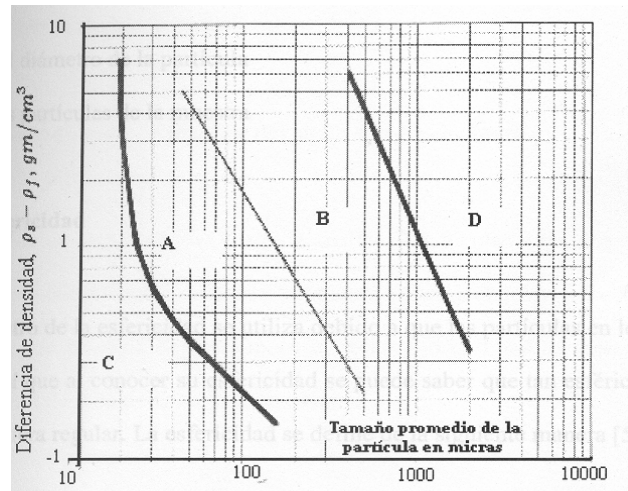


Figura 2.1 Clasificación de Geldart de las partículas por su densidad y diámetro promedio.[1]

2.3 CAIDA DE PRESIÓN EN EL LECHO FLUIDIZADO

Considerando las fuerzas a las que están sujetas las partículas en el punto de transición de lecho fijo a fluidizado, la caída de presión a través del lecho expuesto a un flujo de masa de:

$$\dot{m} = \rho g U_0 A \quad (2.4)$$

Puede ser expresada por la ecuación de Ergun [1]:

$$\frac{\Delta P}{L} = 150 \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{\mu U_0}{(\phi d_p)^2} + 1.75 \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} \frac{\rho_g U_0^2}{\phi d_p} \quad (2.5)$$

Donde U_0 = Velocidad superficial del gas

ε = Porosidad del lecho

d_p = Diámetro de la partícula [m]

ρ_g = densidad del gas [kg/m³]

μ = viscosidad del gas [Ns²/m]

L = la altura del lecho [m]

Φ = la esfericidad de la partícula

Esta ecuación representa una igualdad entre la caída de presión a través del lecho fijo con el peso aparente de las partículas por unidad de área de la sección transversal.

Si la velocidad del gas ha sobrepasado la velocidad mínima de fluidización, la caída de presión a través del lecho puede calcularse con la siguiente ecuación:

$$\Delta P = L_{mf} (1 - \varepsilon_{mf}) (\rho_s - \rho_g) g \quad (2.6)$$

Dónde: L_{mf} = altura del lecho durante la fluidización mínima [m]

ε_{mf} = Porosidad del lecho durante la velocidad mínima de fluidización

ρ_s = densidad de la partícula [kg/m³]

g = aceleración de la gravedad [m/s²]

Note que la presión varía linealmente a través del lecho y que la caída de presión es independiente del flujo promedio del gas.

2.4 VELOCIDAD MÍNIMA DE FLUIDIZACIÓN

La velocidad mínima de fluidización puede definirse como la velocidad que requiere el flujo del fluido con el que se está trabajando para que el lecho se expanda y las partículas sólidas empiecen a fluidizar. Es decir, la velocidad mínima de transición entre el lecho fijo y el lecho fluidizado se conoce como velocidad mínima de fluidización. La figura 2.2 representa gráficamente la velocidad mínima de fluidización.

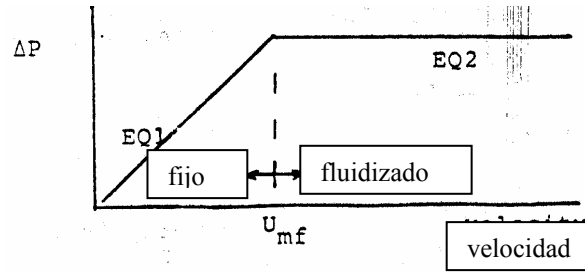


Figura 2.2 Variación de la caída de presión con respecto a la velocidad del flujo.[1]

En la figura 2.2 también se muestra como al alcanzar la velocidad mínima de fluidización la caída de presión permanece constante.

Para calcular la velocidad mínima de fluidización es necesario igualar las ecuaciones (2.5) y (2.6) de caída de presión descritas anteriormente. La ecuación resultante será la siguiente:

$$\frac{1.75}{\phi \epsilon_{mf}^3} \left(\frac{\bar{d}_p U_{mf} \rho_g}{\mu} \right)^2 + \frac{150(1 - \epsilon_{mf})}{\phi^2 \epsilon_{mf}^3} \left(\frac{\bar{d}_p U_{mf} \rho_g}{\mu} \right) = \frac{\bar{d}_p^3 \rho_g (\rho_s - \rho_g) g}{\mu^2} \quad (2.7)$$

Usando las aproximaciones de Wen y Yu citadas por Chen en su publicación [1],

$$\frac{1}{\phi \epsilon_{mf}^3} \cong 14 \qquad \frac{1 - \epsilon_{mf}}{\phi^2 \epsilon_{mf}^3} \cong 11$$

Entonces el criterio para U_{mf} será el siguiente:

$$\frac{\bar{d}_p U_{mf} \rho_g}{\mu} = \left[(33.7)^2 + 0.0408 \frac{\bar{d}_p^3 \rho_g (\rho_s - \rho_g) g}{\mu^2} \right]^{1/2} - 33.7 \quad (2.8)$$

Sin embargo, en la predicción de la velocidad mínima de fluidización se prefiere trabajar con expresiones adimensionales que facilitan el manejo de este parámetro. La velocidad mínima de fluidización se puede expresar en términos de número de Reynolds y número de Arquímedes de la siguiente forma:

$$\text{Re}_{mf} = \left[\left(\frac{K_2}{2K_1} \right)^2 + \frac{Ar}{K_1} \right]^{1/2} - \frac{K_2}{2K_1} \quad (2.9)$$

Donde:

$$K_1 = \frac{1.75}{\varepsilon_{mf}^3 \phi} \quad (2.10)$$

$$K_2 = \frac{150(1 - \varepsilon_{mf})}{\varepsilon_{mf}^3 \phi^2} \quad (2.11)$$

K_1 y K_2 se mantienen constantes para diferentes clases de partículas cuando existe un rango amplio de números de Reynolds en condiciones de fluidización mínima. Basándonos en los valores desarrollados y publicados por Kozanoglu et al [5], la ecuación (2.9) puede ser transformada en la siguiente ecuación para partículas redondas ($\Phi > 0.8$):

$$Re_{mf} = \left[(30.3)^2 + 0.0546 Ar \right]^{1/2} - 30.3 \quad (2.12)$$

Y para partículas no redondas ($0.5 < \Phi \leq 0.8$):

$$Re_{mf} = \left[(36.8)^2 + 0.0650 Ar \right]^{1/2} - 36.8 \quad (2.13)$$

2.4.1 VELOCIDAD MÍNIMA DE FLUIDIZACIÓN AL VACÍO

El desempeño del lecho fluidizado puede ser enormemente influenciado por una operación al vacío. Esto se le debe al aumento del libre movimiento de las moléculas como resultado de una densidad del gas baja. Este tipo de régimen en el lecho se determina a través del número de Knudsen [5]. El número de Knudsen se define como la relación de la trayectoria libre de las moléculas con el diámetro del lecho.

$$Kn = \frac{\lambda}{D} \quad (2.14)$$

Un número de Knudsen alto se encuentra bajo extremadamente bajas presiones y densidades. En este caso, el régimen es conocido como flujo molecular, donde la fluidización de las partículas sólidas no puede ser alcanzada y la viscosidad no tiene influencia alguna. Un régimen correspondiente a $Kn \approx 1$ es conocido como flujo

intermedio, donde el flujo del gas es influenciado directamente por la viscosidad y el fenómeno molecular. Los lecho fluidizados regularmente operan bajo flujos viscosos donde la trayectoria libre de las moléculas es muy corta. Por lo tanto, la densidad del gas es mayor y el número de Knudsen es $Kn \ll 1$ [5]. En este último régimen, dependiendo del número de Reynolds, podemos encontrar flujos laminares, de transición y turbulentos. En resumen, disminuyendo la presión de operación aumenta la velocidad mínima de fluidización como resultado del aumento de la trayectoria libre de las moléculas y decremento de la densidad del gas. La ecuación 2.9 fue desarrollada tomando en cuenta la influencia de la presión en el sistema.

Llop et al [25] desarrollo también las siguientes expresiones para predecir la velocidad de fluidización mínima tomando en cuenta la influencia de la presión en la trayectoria libre de las moléculas y la viscosidad:

$$Re_{mf} = \left[\left(\frac{Z}{3.5C_1} \right)^2 + \frac{Ar}{1.75C_1} \right]^{1/2} - \frac{Z}{3.5C_1} \quad (2.15)$$

Donde:

$$C_1 = \frac{1}{\varepsilon_{mf}^3 \phi} \quad (2.16)$$

$$Z = \frac{1}{\frac{Kn_p}{Q_2 C_3} + \frac{1}{Q_1 C_2}} \quad (2.17)$$

$$Q_1 = \frac{72}{\cos^2 \psi} \quad (2.18)$$

$$Q_2 = \frac{45\pi}{32 \cos^2 \psi} \quad (2.19)$$

$$C_2 = \frac{1 - \varepsilon_{mf}}{\varepsilon_{mf}^3 \phi^2} \quad (2.20)$$

$$C_3 = \frac{1}{\varepsilon_{mf}^3 \phi} \quad (2.21)$$

A continuación se presentan estas constantes calculadas por Llop et al [25] y por Kozaoglu et al [5]:

TABLA 2.1

Autores	Tipo de partícula	Q ₁	Q ₂	C ₁	C ₂	C ₃
Kozaoglu et al [12]	Redondas	156	9.56	14.47	5.86	4.82
	No redondas	180	11.06	10.80	9.29	5.15
	Ambas	167	10.25	12.64	7.44	4.97
Llop et al [25]	Redondas	150	9.2	16	11	5.5
	No redondas	180	11.02	10	7.5	6

Substituyendo estas constantes en la ecuación (2.15) obtenemos dos ecuaciones más para la predicción de la velocidad mínima de fluidización. Para partículas redondas: ($\Phi > 0.8$):

$$Re_{mf} = \left[\left(\frac{0.910}{Kn_p + 0.0505} \right)^2 + 0.0395Ar \right]^{1/2} - \frac{0.910}{(Kn_p + 0.0505)} \quad (2.22)$$

Y para partículas no redondas ($0.5 < \Phi < 0.8$):

$$Re_{mf} = \left[\left(\frac{1.507}{Kn_p + 0.0340} \right)^2 + 0.0529Ar \right]^{1/2} - \frac{1.507}{(Kn_p + 0.0340)} \quad (2.23)$$

En el trabajo hecho por Kozaoglu et al [12] compara los resultados experimentales con los obtenidos con las ecuaciones (2.22) y (2.23). En ambos casos, los resultados obtenidos

matemáticamente no estuvieron cerca de los resultados obtenidos experimentalmente. Esto pudo deberse a las características de operación en lechos con partículas grandes [12].

2.5 VELOCIDAD TERMINAL

Durante velocidades suficientemente altas, el arrastre aerodinámico en las partículas es suficientemente alto para cargar las partículas del sistema. Este proceso es conocido como elutriación. Una fácil estimación de la velocidad del gas requerida para causar elutriación puede ser obtenida con la velocidad terminal. Considerando una partícula esférica de peso mg y diámetro d suspendida en un flujo de gas debido a la fuerza de arrastre del gas:

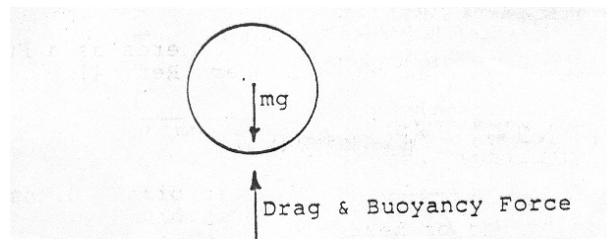


FIGURA 2.3 Condición de equilibrio de una partícula a la velocidad Terminal [1].

Para el equilibrio estático, la suma de las fuerzas de arrastre con las de flotación deben ser iguales al peso de la partícula:

$$C_D \pi \frac{d^2}{4} \rho_g \frac{U_T^2}{2} + \rho_g \pi d^3 \frac{g}{6} = \rho_s \pi \frac{d^3}{6} g \quad (2.24)$$

Resolviendo la ecuación (2.24) para U_T obtenemos:

$$U_T = \left[\frac{4gd(\rho_s - \rho_g)}{3C_D \rho_g} \right]^{1/2} \quad (2.25)$$

Donde:

U_T es la velocidad Terminal [m/s]

g = es la aceleración de la gravedad [m/s²]

d = es el diámetro del sólido [m]

ρ_s = es la densidad del sólido [kg/m^3]

ρ_g = es la densidad del gas [kg/m^3]

C_D = es el coeficiente de arrastre del gas.

Para una esfera, el coeficiente de arrastre C_D puede ser relacionado con el número de Reynolds mediante la siguiente expresión:

$$\text{Re} = \frac{U_T d \rho_f}{\mu_f} \quad (2.26)$$

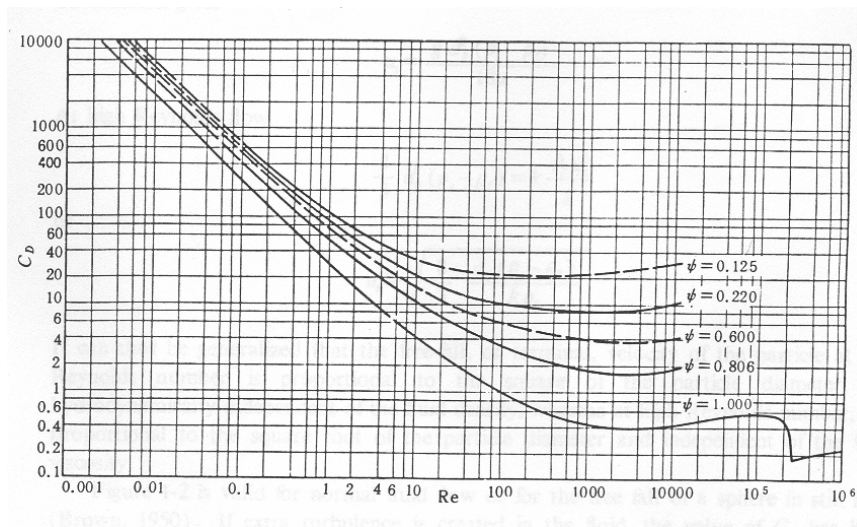


FIGURA 2.4 Coeficiente de arrastre C_D correlacionado con el número de Reynolds Re para partículas de diferentes esfericidadades. (Brown, 1950)[17].

Sin embargo, el valor del coeficiente de arrastre C_D varía de acuerdo al régimen de flujo, es decir si es régimen laminar o turbulento. Howard [13], presenta dos valores generalizados para esferas, agrupando a las partículas en dos rangos de acuerdo al número de Reynolds:

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}_p} \quad \text{Para } \text{Re}_p < 0.4 \quad (2.27)$$

$$C_D = \frac{10}{\text{Re}_p^{1/2}} \quad \text{Para } 0.4 < \text{Re}_p < 500 \quad (2.28)$$

2.6: REGÍMENES DE FLUIDIZACIÓN

Una vez fluidizado, el lecho de partículas puede también operar bajo una variedad de diferentes regímenes de flujo, dependiendo en el tamaño y en la densidad de la partícula, la presión y la temperatura del gas, la velocidad de fluidización, la altura y el diámetro del lecho y en la construcción del distribuidor del fluido. Existen tres tipos de regímenes: el burbujeante, el de las burbujas grandes y el turbulento, el cual se alcanza a altas velocidades del flujo y no existen burbujas bien definidas.

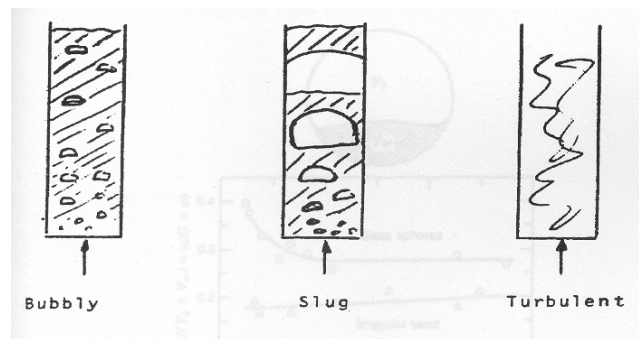


Figura 2.5 Regímenes de fluidización [2].

2.6.1 DISEÑO DEL DISTRIBUIDOR

Uno de los aspectos más importantes en los lechos fluidizados es el diseño del distribuidor del fluido. Una de las partes más importantes en el diseño del distribuidor es saber elegir el valor correcto de la caída de presión en el distribuidor. Si $\Delta P_{\text{distribuidor}}$ es muy pequeño, es muy difícil alcanzar una fluidización uniforme y estable. Si $\Delta P_{\text{distribuidor}}$ es excesivamente grande, el capital y costos requeridos del sistema serían también más grandes que los necesarios. La $\Delta P_{\text{distribuidor}}$ para la fluidización estable depende en una variedad de parámetros como el material del lecho, la altura del lecho, el tipo de distribuidor y la velocidad de fluidización. Una regla práctica para la elección de $\Delta P_{\text{distribuidor}}$ es la siguiente [2]:

$$\left(\frac{P_{distribuidor}}{P_{lecho}}\right)_{\min} \cong 0.1 \rightarrow 0.3 \quad (2.29)$$

2.6.2 VELOCIDAD MÍNIMA DE BURBUJEO

A medida que incrementa la velocidad mínima de fluidización en un lecho fluidizado, empiezan a aparecer burbujas. Este comportamiento es muy característico de los polvos finos. La velocidad máxima del gas justo antes que empiecen a aparecer burbujas en el lecho se conoce como velocidad mínima de burbujeo.

Este parámetro es complicado de obtener en forma confiable, ya que se requieren procesos experimentales muy cuidadosos para evitar que el lecho se transforme en un lecho con burbujas cuando se realizan mediciones. Sin embargo, se ha logrado establecer ecuaciones que permiten calcular la velocidad mínima de burbujeo para partículas muy pequeñas. (menores de 100 micras).

$$U_{mb} = 2.07[\exp(0.716F)] \frac{d_s \rho^{0.06}}{\mu^{0.347}} \quad (2.30)$$

Donde: F = fracción de sólidos menores a 25 micras

d_s = diámetro del sólido [m]

ρ = densidad del gas [kg/m³]

μ = viscosidad del gas [Ns²/m]

2.6.3 VELOCIDAD ASCENDENTE DE LA BURBUJA

En un lecho de fluidización incipiente ($U_0 = U_{mf}$), la burbuja asciende a través del lecho con una velocidad relativa de:

$$U_{br} = K \sqrt{gD_b} \quad (2.31)$$

Donde K es una constante con un valor en un rango de 0.57 a 0.85. Si el diámetro de la burbuja D_b es considerado como el diámetro de una esfera con el mismo volumen que la real burbuja, entonces la expresión de velocidad ascendente se vuelve:

$$U_{br} = 0.711\sqrt{gD_b} \quad (2.32)$$

Esta expresión es frecuentemente usada.

Cuando la velocidad superficial del gas (U_0) excede la velocidad mínima de fluidización (U_{mf}), la velocidad absoluta de ascenso de la burbuja puede ser aproximada con la siguiente ecuación:

$$U_b = U_0 - U_{mf} + 0.711\sqrt{gD_b} \quad (2.33)$$

La ecuación (2.32) se basa en la teoría de fluidización de las dos fases [1], la cual asume que existe una fase densa. La velocidad en esta fase densa es la velocidad mínima de fluidización.

Cuando el lecho se encuentra en el régimen de las burbujas grandes, la velocidad absoluta de ascenso puede aproximarse con la siguiente ecuación:

$$U = U_0 - U_{mf} + 0.35\sqrt{gD} \quad (2.34)$$

2.6.4 EXPANSIÓN DEL LECHO FLUIDIZADO

La teoría de las dos fases [1] puede relacionar la expansión del lecho con la velocidad superficial del gas. Asumiendo que el flujo de todo el gas excede la velocidad mínima de fluidización, la tasa de flujo de masa del gas a través de la fase de burbujeo puede ser aproximado con la siguiente ecuación:

$$\rho_g A \beta U_b = \rho_g A (U_0 - U_{mf}) \quad (2.35)$$

Donde: U_0 = velocidad superficial del gas

β = fracción de porosidad del burbujeo

U_b = velocidad absoluta de burbujeo [m/s]

U_{br} = velocidad de burbujeo durante la fluidización mínima [m/s]

A = área de sección transversal del lecho. [m²]

La fracción de porosidad del burbujeo puede calcularse con la siguiente ecuación:

$$\beta = \frac{L - L_{mf}}{L} \quad (2.36)$$

Donde: L = altura del lecho [m]

L_{mf} = altura del lecho durante la velocidad mínima de fluidización. [m]

2.6.5 TAMAÑO DE LAS BURBUJAS

Las burbujas se originan en el distribuidor mientras el gas es inyectado al lecho. A bajas tasas de flujo a través del distribuidor, el exceso de flujo de gas forma pequeñas burbujas. Cuando la tasa de flujo es mayor, el gas formará cavidades parecidas a chorros o tubos. Los investigadores Harrison y Leung citados por Chen [1], hicieron estudios acerca de la formación de burbujas a bajas velocidades del gas en un orificio. Ellos asumieron que mientras las burbujas se forman, se desplaza material del lecho hacia arriba y existe entonces un balance entre las fuerzas de empuje y de inercia del material que rodea a las burbujas. De esta conclusión, ellos obtuvieron la siguiente ecuación:

$$V_{b0} = \left(\frac{6}{\pi} \right)^{1/5} \frac{G^{6/5}}{g^{3/5}} \quad (2.37)$$

Donde V_{b0} = volumen inicial de la burbuja [ml.]

G = Tasa de flujo del gas dentro de la burbuja [ml/s]

g = aceleración de la gravedad. [m/s²]

Este modelo parece funcionar bien a bajas velocidades del gas.

Después de que las burbujas se forman en el distribuidor, estas ascienden, chocan y se unen con otras burbujas para formar burbujas más grandes. La unión y el crecimiento de las burbujas ocasionan una distribución vertical de tamaños.

Numerosas investigaciones han conducido al desarrollo de modelos para predecir el crecimiento de las burbujas en lechos fluidizados. Uno de estos modelos, desarrollados por Darton [1] asume la siguiente forma de unión entre burbujas:

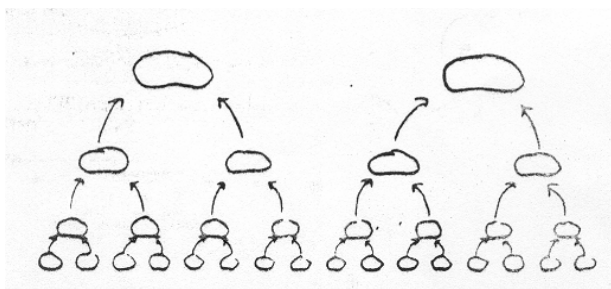


Figura 2.6 Forma de unión entre burbujas postulado por Darton et al. [1]

De esta forma de unión se deriva la siguiente relación para calcular el diámetro equivalente de una burbuja:

$$D_e = 0.54(U_0 - U_{mf})^{2/5} \frac{(h + 4.0\sqrt{A_0})^{4/5}}{g^{1/5}} \quad (2.38)$$

Donde A_0 = área del distribuidor placa/agujero [cm^2]

h = distancia vertical arriba del distribuidor [cm]

D_e = diámetro equivalente de la burbuja. [cm]

2.7 ASPECTOS IMPORTANTES EN EL DISTRIBUIDOR

El fluido entrará al lecho a través de los orificios contenidos en el distribuidor, por lo tanto, es importante que siempre exista una caída de presión en el distribuidor lo suficientemente alta para lograr que el fluido se distribuya uniformemente en el lecho. Existen varias sugerencias para lograr una caída de presión aceptable en el distribuidor. La caída de

presión debe ser entre 0.1 y 0.3 veces la caída de presión en el lecho [13]. Guarneros, en su tesis profesional [13] menciona la siguiente ecuación publicada por Pell, en su manual de tecnología de polvos para calcular una relación entre la caída de presión en el distribuidor y la caída de presión en lecho [13]:

$$\frac{\Delta P_D}{\Delta P_B} = 0.01 + 0.2 \left[1 - \exp\left(\frac{-D}{2L}\right) \right] \quad (2.39)$$

Donde L es la altura del lecho y D es el diámetro del lecho.

Sin embargo, existe otra ecuación mencionada por Guarneros [13] donde se relaciona la caída de presión en el distribuidor con las características de diseño mismo:

$$\Delta P_D = \frac{\rho}{2} \left(\frac{4u}{C_{d,or} \pi d_{or}^2 N_{or}} \right)^2 \quad (2.40)$$

y

$$C_{d,or} = 0.82 \left(\frac{t}{d_{or}} \right)^{0.13} \quad (2.41)$$

Donde: $C_{d,or}$ = coeficiente de arrastre en los orificios

d_{or} = diámetro del orificio [mm.]

N_{or} = número de orificios en el distribuidor por unidad de área.

t = espesor del distribuidor. [mm.]

Para calcular ahora la velocidad del gas a través de los orificios, podemos recurrir a la literatura clásica de mecánica de fluidos y obtener la velocidad de flujo de un gas a través de un área con la siguiente fórmula:

$$velocidad = \frac{\text{flujo volumétrico}}{\text{área de la cavidad}} \therefore u_{or} = \frac{Q}{A_{or} N_{or}} \quad (2.42)$$

Donde: A_{or} es el área transversal de los orificios [m²]

N_{or} es el número de orificios en el distribuidor.

Sin embargo, también es posible obtener la velocidad del fluido a través del orificio como función de la caída de presión en el distribuidor mediante la siguiente ecuación [13]:

$$u_{or} = 0.8 \left(\frac{2g\Delta P_D}{\rho} \right)^{0.5} \quad (2.43)$$

Donde ρ es la densidad del gas y g es la aceleración de la gravedad.

2.8 TRANSFERENCIA DE CALOR EN EL LECHO FLUIDIZADO

Los principales intereses de investigación en los lechos fluidizados son: 1) la transferencia de calor entre las partículas y el medio, 2) la conductividad térmica efectiva del lecho y 3) la transferencia de calor entre el lecho fluidizado y una superficie sumergida en el o entre sus paredes que le cubren. Sin embargo, en los procesos de secado, la transferencia de calor entre las partículas sólidas y el medio que les rodea es el proceso de interés.

2.8.1 TRANSFERENCIA DE CALOR ENTRE EL GAS Y LAS PARTÍCULAS

Existe alta transferencia de calor debido a la gran superficie de contacto entre las partículas sólidas y el medio que le rodea, al igual que por el grado de mezcla entre las partículas. La transferencia de calor será principalmente por convección. Sin embargo, existen resultados experimentales desarrollados por Kunii y Levenspiel citados por Geldart[15], donde se relaciona el número de Nusselt del gas a la partícula (Nu_{gp}) con el número de Reynolds de la partícula (Re_p) y en cuya relación se obtienen números de Nusselt muy bajos.

$$Nu_{gp} = 0.03 Re_p^{1.3} \quad (2.44)$$

Este bajo número de Nusselt puede ser atribuido al hecho de que no todo el área de las superficies de las partículas esta expuesto a la transferencia de calor con el gas. Zabrodsky citado por Geldart[15] propuso un modelo donde incluye “microrpturas”, donde expone que

el gas no necesariamente fluye uniformemente a través de la fase continua del lecho. Littman y Sliva citados por Geldart[15] mostraron que, particularmente en lechos estáticos existe fuerte dependencia en el número de Reynolds porque las regiones cercanas a los puntos de contacto entre las partículas no son completamente accesibles al flujo del fluido. Otros estudios (Botterill, citado por Geldart[15]) muestran que los coeficientes más altos son obtenidos cuando los sistemas operan a altas presiones.

Para lechos de partículas con alta actividad de mezcla, si las partículas sólidas tienen un bajo número de Biot (Resistencias térmicas internas despreciables) y la temperatura de operación es estacionaria, un simple balance de calor relaciona el cambio de temperatura del gas fluidizante con la penetración en el lecho. De esta forma se obtiene la siguiente ecuación [15]:

$$C_g U \rho_g \Delta T_g = h_{gp} S_B (T_g - T_p) dl \quad (2.45)$$

Donde C_g = capacidad de calor del gas [J/Kg K]

dl = diferencial del fondo del lecho [m]

S_B = la superficie del área de los sólidos por unidad de volumen del lecho

ΔT_g = el cambio de temperatura del gas que fluye a través del elemento del lecho

T_g = la temperatura del gas

T_s = la temperatura del sólido

De la ecuación (2.44) es posible obtener el coeficiente de transferencia de calor entre el gas y la partícula con la siguiente expresión:

$$h_{gp} = \frac{Nu_{gp} k_f}{d_p} \therefore h_{gp} = \frac{0.03 d_p^{0.3} \rho_g^{1.3} U^{1.3} k_g}{\mu^{1.3}} \quad [\text{W/m K}] \quad (2.46)$$

Ahora con la ecuación (2.46) es posible obtener una expresión para calcular la distancia l_n en la cual el gas es enfriado por un factor n definido como:

$$n = \frac{T_{g,in} - T_p}{T_g - T_p} \quad (2.47)$$

Y la distancia esta dada por:

$$l_n = \frac{5.5 \ln n \mu^{1.3} d_p^{0.7} C_g}{\rho_g^{0.3} U^{0.3} k_g (1 - \varepsilon)} \quad (2.48)$$

Las fórmulas de transferencia de calor previamente mencionadas pueden ser utilizadas cuando el número de Biot es menor que 1/10. Esto significaría que no existen gradientes de temperatura dentro de las partículas sólidas. Este comportamiento sería esperado ya que las partículas sólidas usadas en experimentos de fluidización son pequeñas.

Una vez obtenido el coeficiente de transferencia de calor entre la partícula sólida y el gas, es posible calcular la tasa de transferencia de calor entre el gas y las partículas sólidas. Para esto es necesario obtener el promedio logarítmico de diferencia de temperatura (LMTD) que se define con la siguiente expresión [13,19]:

$$LMTD = \frac{\theta_1 - \theta_2}{\ln(\theta_1 / \theta_2)} \quad (2.49)$$

Donde θ_1 y θ_2 se refieren a la diferencia de temperaturas entre el aire a la entrada y a una distancia determinada respectivamente.

La tasa de transferencia de calor entre el gas y las partículas sólidas puede calcularse con la siguiente expresión [19]:

$$\dot{Q} = h_{gp} A_p (LMTD) \quad (2.50)$$

Donde A_p es el área de la superficie de las partículas. Otra forma de calcular la tasa de transferencia de calor entre el gas y las partículas sólidas es la siguiente:

$$\dot{Q} = \dot{m}C_p(\Delta T) \quad (2.51)$$

Donde \dot{m} representa el flujo másico alrededor de las partículas sólidas y C_p es el calor específico del aire a presión constante y ΔT es la diferencia de temperatura entre el gas y las partículas sólidas.

Igualando estas dos ecuaciones es posible obtener propiedades desconocidas.

2.8.2 TRANSFERENCIA DE CALOR ENTRE EL LECHO Y LA SUPERFICIE

Bajo condiciones de operaciones burbujeantes usuales del lecho, el coeficiente de transferencia de calor h entre una superficie inmersa y el lecho de gas fluidizado puede depender aproximadamente de tres componentes (Botterill, citado por Geldart[15]) que son:

- a) El coeficiente de transferencia de calor por convección de partícula h_{pc} , el cual depende de la transferencia de calor a través del intercambio de partículas que se encuentran en el fondo del lecho y las que se encuentran en la región adyacente a la superficie de transferencia.
- b) El coeficiente de transferencia de calor por convección entre la fase del gas y la superficie h_{gc} , por la cual la transferencia de calor entre las partículas y la superficie es aumentada por la interfase del gas.
- c) El coeficiente de transferencia de calor por radiación h_r .

Por lo tanto el coeficiente de transferencia de calor entre el lecho y la superficie que le rodea esta dada por:

$$h = h_{pc} + h_{gc} + h_r \quad (2.52)$$

h_{pc} tiene importancia cuando las partículas sólidas están en un rango de tamaño de $40\mu\text{m}$ a 1 mm . h_{gc} tiene importancia cuando las partículas sólidas están en un rango de tamaño mayor a $800\ \mu\text{m}$ y la presión de operación estática es alta. Y h_t tiene importancia cuando existen temperaturas alrededor mayores a los 900 grados Kelvin.

El coeficiente de transferencia de calor por convección de partícula es particularmente dependiente del comportamiento del lecho burbujante y, a velocidades de fluidización más altas, cuando las burbujas rodean la superficie de transferencia de calor en forma caótica, la transferencia de calor se reduce en esta forma.

La situación se espera que sea diferente cuando el rango operacional se extiende a los regímenes turbulentos y de rápida fluidización.

A continuación se muestra la relación entre el coeficiente de transferencia de calor por convección de partícula con respecto de la velocidad del flujo para los distintos tipos de partículas clasificadas por Geldart. Se puede observar un pequeño decremento del coeficiente a altas velocidades.

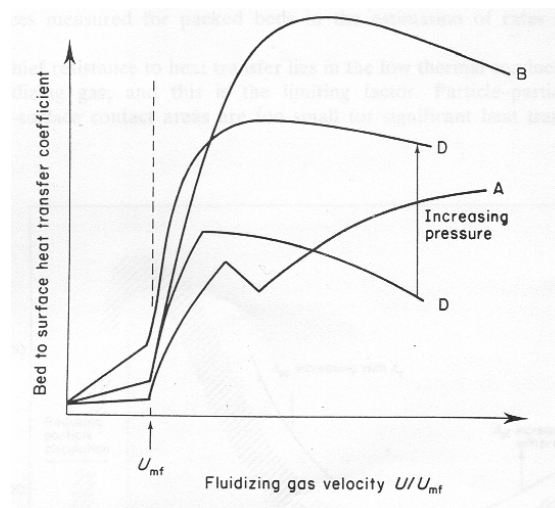


Figura 2.7: Efecto de la velocidad del flujo en el coeficiente de transferencia de calor por convección de partícula para los distintos tipos de partícula.

2.9 PROCESO DE SECADO

El secado es de hecho la más antiguo, común y diversa operación de ingeniería. Más de cuatrocientos tipos de secadores han sido reportados en la literatura mientras que cien tipos de secadores están comúnmente disponibles en la industria. Este proceso compite con la destilación como la unidad de operación con más intensidad de energía debido al alto calor latente de la vaporización. Varios estudios reportan un consumo nacional de energía por medios de secado industrial en rangos del 10 al 15% en Estados Unidos, Canadá, Francia y Reino Unido. Del 20 al 25% en Dinamarca y Alemania.

Las principales razones de la popularidad del proceso de secado por fluidización son las siguientes:

- a) Contacto eficiente entre el gas y el sólido que producen unidades compactas y a un costo relativamente bajo en combinación con una eficiencia térmica relativamente alta.
- b) El manejo de las partículas es muy accesible comparado con otros tipos de secadores. Sobre todo en el secado de cristales frágiles.
- c) La ausencia de partes móviles mientras otros sistemas están compuestos por mecanismos complejos, lo que proporciona una alta seguridad y costos de mantenimiento bajos.

La principal limitación en la aplicabilidad de secadores de lecho fluidizado es que el material a secar debe ser fluidizable. Algunos alimentos son excesivamente húmedos para fluidizar satisfactoriamente. Esto se debe a la gran acumulación de humedad en la superficie de las partículas provocando que estas se aglomeren. Otra limitación en este proceso se da por el hecho de que el producto tenga distribución grande de tamaño, por lo

que la velocidad del aire tendría que ser lo suficientemente alta para fluidizar las partículas grandes, pero en cambio existirían pérdidas inaceptables de partículas más pequeñas [2].

2.10 CINÉTICA DEL SECADO

Durante el secado de un grupo de partículas sólidas por medio de fluidización, las curvas resultantes de contenido de humedad en las partículas sólidas (definida como el peso del agua contenida en la partícula dividido entre el peso del sólido seco) contra el tiempo probablemente pueden verse como se muestra en las figuras (2.8) y (2.9) [15]:

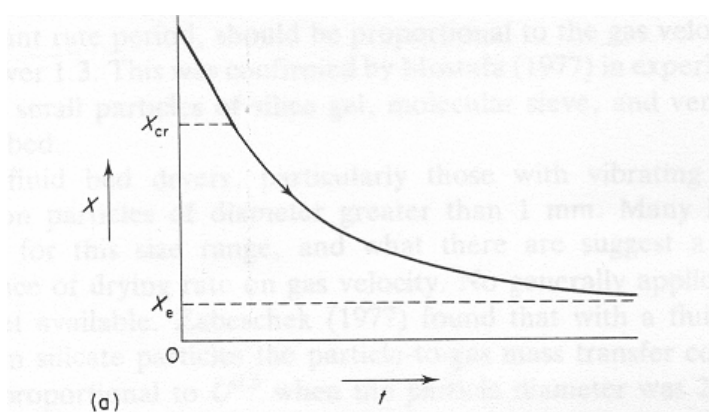


Figura 2.8: Pérdida de humedad de una partícula con respecto al tiempo

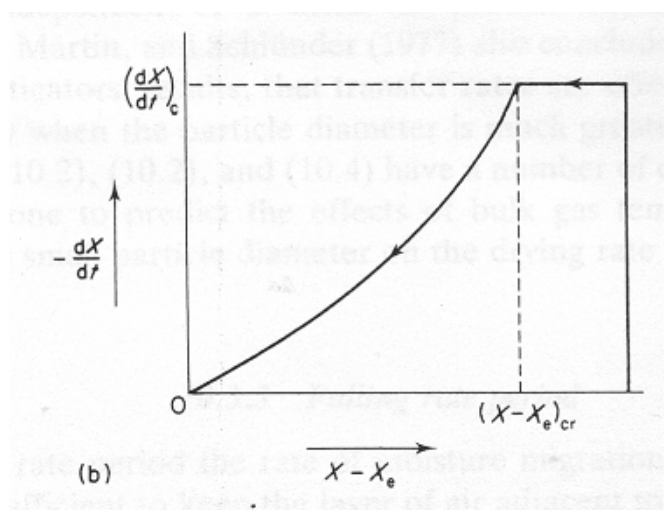


Figura 2.9: Velocidad de secado de una partícula con respecto al contenido de humedad libre

El proceso de secado esta dividido en dos periodos: el primero en ocurrir en el proceso de secado es el periodo constante de secado, en el cual, la velocidad de secado de una partícula sólida es constante. El segundo periodo en ocurrir en este proceso es el periodo decreciente de secado, en donde la velocidad de secado de una partícula sólida esta disminuyendo con respecto al tiempo y a la cantidad de humedad que se ha eliminado. Estos dos comportamientos se deben a las resistencias internas de las partículas a la transferencia de masa. Ya que existen mayores resistencias internas en la parte cercana del centro de la partícula sólida que en la parte cercana a la superficie, la extracción de humedad en la parte cercana a la superficie se realiza en forma constante, mientras que en la parte cercana al centro de la partícula, donde existen mayores resistencias internas, se realiza en forma decreciente. El contenido de humedad en la transición entre los dos periodos es llamado contenido de humedad crítica X_{cr} . Si el proceso de secado continúa por un periodo largo de tiempo, se alcanzará una última humedad que permanecerá constante llamada contenido de humedad de equilibrio X_e . A cualquier punto de la curva, la cantidad de humedad obtenida con la expresión:

$$X_f = (X - X_e) \quad (2.56)$$

es llamada contenido de humedad libre.

Usualmente existe una curvatura en la transición del periodo constante al periodo decreciente como puede observarse en la figura (2.8). X_{cr} puede ser definida extrapolando el punto donde la línea de secado constante cambia de dirección mediante la intersección con una línea recta sobre la línea de secado constante.

2.10.1 DIFUSIVIDAD EN LAS PARTÍCULAS SÓLIDAS

La porosidad de las partículas es de gran importancia en el proceso, ya que el líquido es transportado a través de los poros contenidos en las partículas. En el proceso de secado, la difusión de la partícula es identificada como el mecanismo principal del proceso en ambos periodos y se define como el coeficiente de transferencia de masa a través de una partícula. Existen dos tipos de difusión: la que se lleva a cabo alrededor de la partícula y la que se lleva a cabo a través de las porosidades de las partículas. La difusión del gas es definida por Roth citado por Kozanoglu et al [4], siendo proporcional a la trayectoria libre de las partículas. La trayectoria libre de las partículas es definida con la siguiente ecuación propuesta por Roth :

$$\lambda = \mu_g (3.14 / (2.0 \rho_g P_a))^{0.5} \quad (2.53)$$

Donde μ_g es la viscosidad del gas

ρ_g es la densidad de gas [kg/m³]

P_a es la presión absoluta de operación [Pa]

Como se puede observar en la fórmula (2.53), una baja presión de operación es capaz de generar mayor trayectoria libre de las partículas, lo que provocaría mayores coeficientes de difusividad aumentando las proporciones de secado. Sin embargo, Kozanoglu et al [32] reportó que a valores mayores de difusividad efectiva interna al de un valor determinado, el secado de sólidos en el lecho fluidizado disminuye considerablemente. Por lo tanto, si se disminuye la presión de operación hasta aumentar la difusividad efectiva a través de las partículas más allá de un valor determinado solo causaría un indeseable decremento de capacidad de transporte de humedad al medio exterior. Esto puede deberse a la disminución

de la densidad del gas sometido a presiones bajas, lo que disminuye su capacidad de transferencia de calor [4].

Kozanoglu et al. [33] comparó predicciones del modelo desarrollado por el mismo Kozanoglu et al. [32] con resultados experimentales en el caso de secado bajos dos diferentes presiones, como se muestra en la figura 2.10. Este modelo, durante el periodo de secado constante, emplea la siguiente ecuación sugerida por Kozanoglu et al. [34] para estimar el coeficiente de transferencia de masa:

$$Sh = 5882 Re_p^{3.07} Kn_p^{2.94} \quad (2.54)$$

Donde Sh representa el número de Sherwood y Kn_p representa el número de Knudsen de la partícula y puede ser calculado dividiendo la trayectoria libre de las moléculas entre el diámetro de las partículas. La ecuación (2.54) fue desarrollada utilizando partículas porosas en condiciones de vacío [4].

Mientras la presión disminuye, el movimiento libre de las partículas y, como resultado, el número de Knudsen indica incremento. Por lo tanto, el aumento del número de Knudsen indica un incremento en el número de Sherwood con el decremento de la presión.

Similarmente, los mismos autores desarrollaron la siguiente ecuación para el periodo decreciente de secado:

$$Sh = 9.12(10^{-10}) Re_p^{0.72} Kn_p^{-0.61} \quad (2.55)$$

Para el desarrollo de esta ecuación se experimentó bajo presiones de 20 a 80 kPa explicando la tendencia del secado en este periodo. El coeficiente bajo en la ecuación (2.55) se debe a los pequeños valores del número de Knudsen.

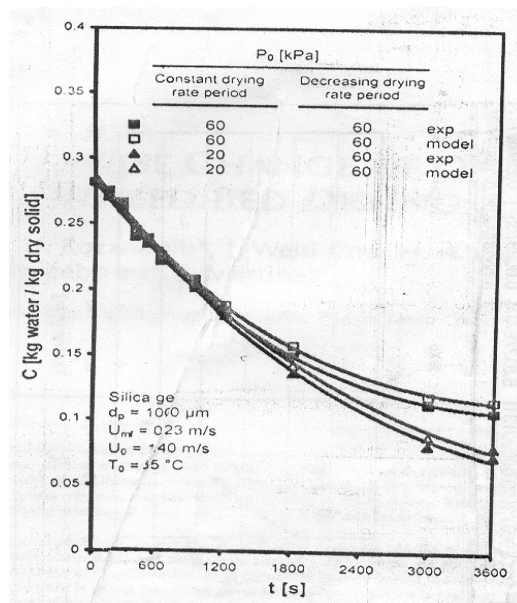


Figura 2.10: Comparación de resultados experimentales con resultados teóricos en el secado de gel de sílice bajo dos distintas presiones en cada proceso.

Arrhenius [2], sin embargo, logró desarrollar una ecuación donde relacionó difusividad con la temperatura de operación:

$$D_L = D_{L0} \exp\left[-E_a / R_g T_{abs}\right] \quad (2.56)$$

Donde D_L es la difusividad, E_a es la energía de activación, D_{L0} es la difusividad a una temperatura de referencia y T_{abs} es la temperatura absoluta de operación. La tabla 2.2 muestra algunos valores de difusividad para determinadas temperaturas [2]:

Tabla 2.2: Rangos aproximados de difusividad efectiva en algunos materiales.[2]

Material	Contenido de humedad (kg/kg d.b)	Temperatura (°C)	Difusividad (m^2/s)
Biscuit	0.10-0.60	20-100	8.6×10^{-10} - 9.4×10^{-8}
Zanahoria	0.01-5.00	30-70	1.2×10^{-9} - 5.9×10^{-9}
Bloque de barro	0.20	25	1.3×10^{-8} - 1.4×10^{-8}

Clara de huevo	-	85-105	1.0×10^{-11} - 1.5×10^{-11}
Músculos de pescado	0.05-0.3	30	8.1×10^{-11} - 3.4×10^{-10}
Lana	0.10-1.80	20	2.0×10^{-9} - 1.5×10^{-8}
Glucosa	0.08-1.50	30-70	4.5×10^{-12} - 6.5×10^{-10}
Caolín	<0.50	45	1.5×10^{-8} - 1.5×10^{-7}
Muffin	0.10-0.95	20-100	8.5×10^{-10} - 1.6×10^{-7}
Papel (en dirección del ancho)	0.50	20	5×10^{-11}
Papel (en dirección de plano)	0.50	20	1×10^{-6}
Pepperoni	0.16	12	4.7×10^{-11} - 5.7×10^{-11}
Pasas	0.15-2.40	60	5.0×10^{-11} - 2.5×10^{-10}
Arroz	0.10-0.25	30-50	3.8×10^{-8} - 2.5×10^{-7}
Arena de mar	0.07-0.13	60	2.5×10^{-8} - 2.5×10^{-6}
Frijoles de soya	0.07	30	7.5×10^{-13} - 5.4×10^{-12}
Gel de Silicón	-	25	3.0×10^{-6} - 5.6×10^{-6}
Gel de almidón	0.20-3.00	30-50	1.0×10^{-10} - 1.2×10^{-9}
Hoja de tabaco	-	30-50	3.2×10^{-11} - 8.1×10^{-11}
Trigo	0.12-0.30	21-80	6.9×10^{-12} - 2.8×10^{-10}
Algodón suave	-	40-90	5.0×10^{-10} - 2.5×10^{-9}
Algodón de álamo	1.00	100-150	1.0×10^{-8} - 2.5×10^{-8}

2.11 PERIODO DE VELOCIDAD CONSTANTE

Como se ha explicado anteriormente, en este periodo la superficie de la partícula esta suficientemente húmeda para que ésta se saturada por la capa de aire adyacente en la superficie de la partícula. Por lo tanto, la proporción de secado es determinada por la razón a la cual la humedad vaporizada puede ser trasportada a través de la que rodea una partícula. Durante este periodo la temperatura de la superficie de la partícula permanece constante a la temperatura de bulbo húmedo T_{wb} del aire. Sea p_{wb} la presión parcial del vapor a la temperatura de bulbo húmedo, p la presión parcial en el flujo del aire del lecho y K_p el coeficiente de transferencia de masa basado en la presión parcial, es posible calcular la tasa de humedad removida N_c por unidad de área superficial de la partícula (también llamada flujo de secado) en el periodo de velocidad constante con la siguiente ecuación:

$$N_c = K_p (p_{wb} - p) \quad [\text{kg/m}^2\text{s}] \quad (2.57)$$

Ya que la temperatura de la partícula se mantiene constante en este periodo, todo el calor transferido hacia la partícula por el gas es usado para evaporar la humedad cercana a la superficie de la partícula sólida. Por lo tanto existe una forma alternativa para la ecuación (2.57):

$$N_c = \frac{h_{gp}}{\lambda} (T - T_{wb}) \quad [\text{kg/m}^2\text{s}] \quad (2.58)$$

Donde h_{gp} es el coeficiente de transferencia de calor entre el gas y la partícula, λ es el calor latente de vaporización y T es la temperatura del gas en el lecho [15].

En este periodo, como ya se ha dicho anteriormente, la principal resistencia para la eliminación de humedad se encuentra alrededor de la partícula. Por lo tanto, se considera que las partículas tiene un contenido de humedad constante. Bajo esta condición, la perdida de humedad con respecto al tiempo puede expresarse con la siguiente ecuación [3]:

$$\frac{dC}{dt} = \frac{6k_d \rho_g}{d_p \rho_p \sqrt{\phi}} (Y_g - Y_{gs}) \quad [t^{-1}] \quad (2.59)$$

Donde C representa la humedad promedio en el sólido, Y_{gs} es la humedad de saturación en las condiciones de operación y Y_g es la concentración de humedad en la fase del gas.

2.12 PERIODO DE VELOCIDAD DECRECIENTE

En este periodo, como se ha mencionado, la tasa de eliminación de la humedad no solamente depende de las condiciones en la capa superficial de la partícula, sino que también depende de la estructura porosa del material sólido y de otros mecanismos de eliminación de humedad. Pueden existir muchos de estos mecanismos actuando simultáneamente. Estos pueden ser la acción capilar, la difusión del vapor, difusión interna en las superficies, etc. El balance entre estos mecanismos puede influir en los procesos de secado. Por ejemplo, el movimiento capilar puede predominar durante la primera parte del periodo de velocidad decreciente cuando los poros están relativamente llenos. En general, no es posible predecir la curva de tasa decreciente del secado *a priori* y debe ser determinada experimentalmente.

Sin embargo, una vez determinada la curva de la tasa decreciente del secado en forma experimental para determinadas condiciones de operación, usualmente es posible predecir en forma aproximada como se comportará la curva para diferentes condiciones de operación.

Esencialmente, la curva característica del concepto de secado se basa en asumir que en cualquier punto de una curva de secado el flujo de secado N está dado por:

$$N = N_c f\left(\frac{X - X_e}{X_{cr} - X_e}\right) = N_c V \quad [kg/m^2s] \quad (2.60)$$

Donde N_C es el flujo de secado que se observaría en las condiciones predominantes externas si el material estuviera suficientemente húmedo para estar el periodo constante de secado [15].

El periodo decreciente de secado se caracteriza por más de una resistencia apreciable a la difusión de humedad a través de las partículas sólidas. Este efecto es tomado en cuenta en la difusión de Fick [3]. En coordenadas esféricas en una dimensión, la ecuación de difusión transitoria esta dada por:

$$\frac{\partial C^*}{\partial t} = \frac{D_{ef}}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial C^*}{\partial r} \right) \quad [t^{-1}] \quad (2.61)$$

$$\text{Donde } C^* = X_r - X_e \quad (2.62)$$

Donde X_r es la humedad en algún momento y radio determinado y C^* es la humedad libre del sólido en algún momento y radio determinado.

Sin embargo, la falta de información de los parámetros en la ecuación (2.61) hacen muy difícil la solución de esta ecuación diferencial.

2.13 TIEMPO DE SECADO

El periodo decreciente de secado es una función de X (o de X_f) y debe ser determinado experimentalmente por un material siendo secado en un determinado tipo de secador. Sin embargo, una vez que se conoce la función X , ya sea en el periodo constante o decreciente, es posible calcular el tiempo necesario para reducir la humedad de un valor X_1 a X_2 con la siguiente fórmula [2]:

$$t_d = \int_{X_1}^{X_2} \frac{M_s}{A} \frac{dX}{N} \quad [s] \quad (2.63)$$

La tabla 2.3 lista varias expresiones para el secado de partículas en el periodo constante, tasas decrecientes de secado lineales, y tasas decrecientes de secado controlado por la

difusión del agua [2]. Los subíndices c y f se refieren a los periodos constante y decreciente respectivamente. El tiempo total de secado se obtiene sumando todos los tiempos de secado en los dos periodos. Se obtienen expresiones analíticas diferentes para los tiempos de secado t_f dependiendo de la forma de la función de N. La meta principal en el periodo decreciente de secado es el realizar una extrapolación confiable para los datos de cinética de secado bajo varias condiciones de operación y geometrías de los productos.

Tabla 2.3 Tiempo de secado para varios modelos (Mujumdar, 1997)

MODELO	TIEMPO DE SECADO
Modelo cinético $N = -\frac{M_s}{A} \frac{dX}{dt}$	$t_d =$ Tiempo de secado para alcanzar una humedad final X_2 de una inicial X_1
$N = N(X)$ (ecuación general)	$t_d = \frac{M_s}{A} \int_{X_1}^{X_2} \frac{dX}{N}$
$N = N_c$ (periodo constante de secado)	$t_d = -\frac{M_s}{A} \frac{(X_2 - X_1)}{N_c}$
$N = aX + b$ (periodo decreciente de secado)	$t_f = \frac{M_s}{A} \frac{(X_1 - X_2)}{(N_1 - N_2)} \ln \frac{N_1}{N_2}$
$N = AX$ ($X^* \leq X_2 \leq X_{cr}$)	$t_f = \frac{M_s X_c}{AN_c} \ln \frac{X_{cr}}{X_2}$
Modelo de difusión del líquido $D_L =$ constante, $X_2 = X_{cr}$	$t_f = \frac{4a^2}{\pi D_L} \ln \frac{8X_1}{\pi^2 X_2}$

2.14 EFECTO DE LA PROFUNDIDAD DEL LECHO EN LA VELOCIDAD DE SECADO

La evidencia experimental disponible indica que para materiales que pueden secarse rápidamente, la velocidad del secado es casi inversamente proporcional a la profundidad del lecho (Mostaza citado por Geldart; Reavy and Allen citados por Geldart). Por lo tanto, la tasa de secado es efectivamente independiente de la profundidad del lecho, y aumentar la profundidad del lecho no incrementa la tasa de secado. De hecho, parece que al aumentar la profundidad del lecho, las partículas tardan un poco más en llegar a la zona del secado [15].

2.15 EFECTO DEL TAMAÑO DE LA PARTÍCULA SOBRE LA VELOCIDAD DEL SECADO

Mostaza citado por Guarneros[13] encontró que cuando se incrementa el diámetro de la partícula d_p de 106 a 2247 μm en partículas de fácil secado, se produce un aumento en la velocidad de secado. Devidson *et al* citado por Guarneros[13] menciona que Vanecek encontró que el tiempo requerido para remover una cantidad específica de humedad en partículas con resistencia interna alta es el cuadrado del diámetro de la partícula.

2.16 SECADO CON VAPOR SOBRECALENTADO

El secado con vapor sobrecalentado es una tecnología nueva que empezó a estudiarse hace poco más de 20 años. A pesar que el concepto de secado con vapor sobrecalentado ha sido conocido por más de 100 años, han sido pocos los estudios que se han realizado con respecto a este tema. Sin embargo, los parámetros que se han definido anteriormente para el proceso de fluidización como velocidad mínima de fluidización, caída de presión, velocidad terminal, etc, pueden obtenerse con las mismas expresiones tanto para el aire como para el vapor, con la diferencia que los parámetros que utilizan estas expresiones

como la densidad y la viscosidad harán variar considerablemente los resultados entre aire y vapor sobrecalentado.

De igual forma es posible obtener datos numéricos de secado para el proceso con vapor sobrecalentado con las expresiones antes mencionadas. Sin embargo, debemos considerar un periodo más en el proceso con vapor sobrecalentado que solamente los dos procesos que influyen en el secado con aire. Cuando se realiza secado con vapor sobrecalentado, durante los primeros momentos en el proceso, cuando el vapor entra en contacto con las partículas sólidas y con la columna de fluidización, puede existir condensación del vapor sobre las partículas y sobre la superficie de la columna ya que ambas tendrían temperaturas relativamente bajas capaces de enfriar y condensar el vapor inicial que entra al lecho. Esto aumentaría momentáneamente la humedad contenida en las partículas. Este periodo inicial de condensación es el primer periodo, el cual no existe en el proceso de secado con aire. Para evitar este periodo, es aconsejable precalentar la columna de fluidización para evitar temperaturas relativamente bajas capaces de condensar el vapor inicialmente entrante. Los siguientes dos periodos son los descritos anteriormente en los apartados 2.2.2 y 2.2.3, es decir, periodos de velocidad constante y periodos de velocidad decreciente en las partículas sólidas, en donde las resistencias internas y el coeficiente difusional juegan un papel importante [13].

2.17 PROPIEDADES DEL VAPOR

El vapor puede definirse como una sustancia pura debido a que tiene una composición química homogénea e invariable aunque exista en distintas fases. Una fase se define como la parte de una sustancia pura que está compuesta de un solo agregado homogéneo de materia [13].

Es muy común conocer sustancias con dos fases en equilibrio (por ejemplo: líquido y vapor de agua), pero bajo ciertas condiciones, las tres fases de una sustancia pura pueden coexistir en equilibrio (sólido, líquido y gaseoso). En los diagramas $P - v$ y $T - v$ (presión – volumen específico y temperatura – volumen específico) la coexistencia de las tres fases en equilibrio se indican con una línea llamada línea triple, como se indica en la figura 2.11.

La línea triple aparece como un punto en los diagramas $P-T$ (presión – temperatura), y por lo tanto, también es comúnmente llamado punto triple. Este diagrama puede verse en la figura 2.12. Es necesario alcanzar una temperatura y una presión requerida para que las tres fases coexistan en equilibrio en una sustancia pura. Para el agua, es posible alcanzar el punto triple a una temperatura de 0.01°C y una presión de 0.6113 kPa [16].

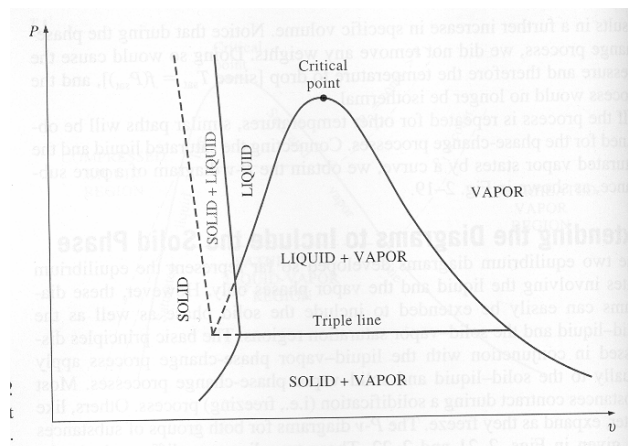


Figura 2.11 Diagrama $P - v$ de sustancia que se expande al enfriarse (como el agua)

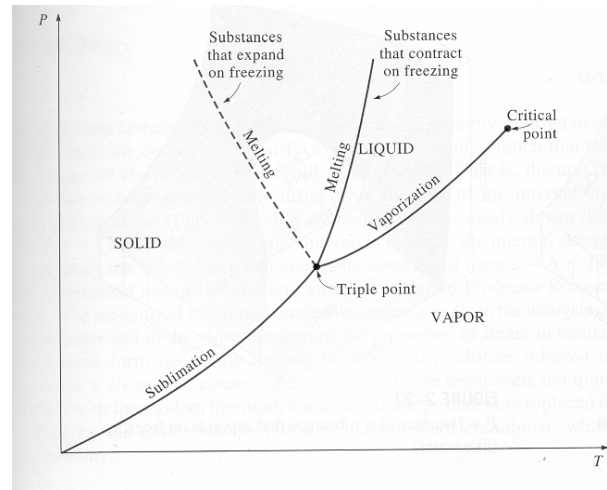


Figura 2.12 Diagrama P – T para sustancias puras.

El término vapor se refiere a la fase gaseosa que esta en contacto con su líquido saturado o se encuentra cerca del estado de saturación, mientras que un gas es un vapor que se encuentra a presiones bajas o esta lejos del estado de saturación [13]. El punto de saturación es el estado donde el agua inicia su vaporización. La temperatura y presión necesarias para alcanzar el punto de saturación se denomina temperatura y presión de saturación.

Una vez alcanzado el punto de saturación, si se continúa suministrando calor la temperatura de la sustancia se mantiene constante hasta que alcanza el punto de vapor saturado, que se describe como el estado donde solamente existe vapor de agua.

Si se continúa suministrando calor, la temperatura empezará a incrementarse y se sobrepasará la región saturada de vapor y líquido. Es decir, obtendremos vapor sobrecalentado. La figura 2.13 ilustra gráficamente este proceso.

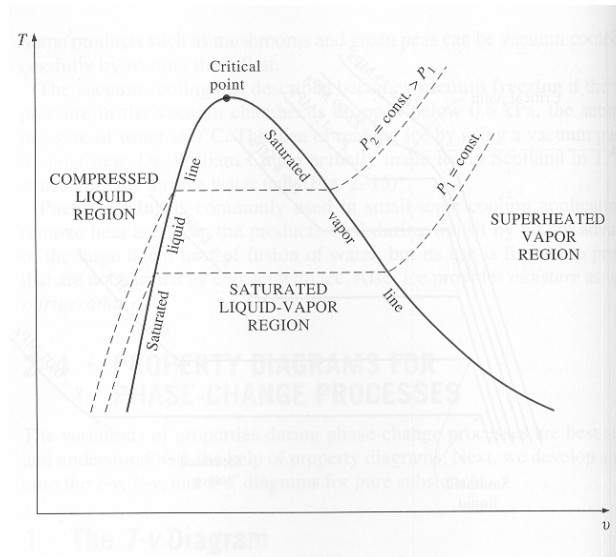


Figura 2.13 Diagrama $T - v$ (Temperatura – volumen específico) donde se muestran las distintas zonas de saturación del agua.

2.18 VENTAJAS DEL EMPLEO DE VAPOR SOBRECALENTADO

Se pueden enumerar las siguientes ventajas por las que se prefiere utilizar vapor sobrecalentado en vez de seguir usando aire en procesos de secado [13]:

- Existen medios libres de oxígeno durante el secado con vapor sobrecalentado, lo que evita que alimento se oxide durante el proceso. Esto no dará como resultado una mejor calidad en el producto final después del proceso.
- Existen grandes ahorros de energía al utilizar el proceso de secado con vapor sobrecalentado tan altos como de 50 a 80% sobre el uso de aire caliente debido a los altos coeficientes de transferencia de calor y aumento en las velocidades de secado.
- El tamaño del equipo se reduce considerablemente al aumentar la eficiencia de la operación
- Existe menor contaminación ambiental en el uso de vapor sobrecalentado, ya que es un proceso más limpio.