

ANALISIS DE LA TRANSFERENCIA DE CALOR ENTRE UN LECHO FLUIDIZADO Y SUPERFICIES SUMERGIDAS

GERMAN DELFOR MAZZA

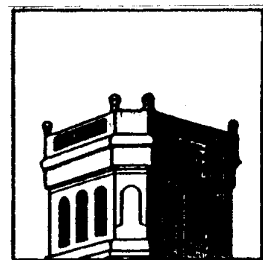
Tesis presentada para obtener el grado de
DOCTOR EN INGENIERIA

UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA

FACULTAD DE INGENIERIA

Departamento de Ingeniería Química

La Plata, mayo de 1993



*a mis padres
a la memoria de María del Carmen*

MI AGRADECIMIENTO

y profundo reconocimiento al Dr. Guillermo Fernando Barreto, por su paciencia, comprensión e invaluable dirección académica. Sin su meticulosa revisión y continuas enseñanzas este trabajo no hubiese sido posible.

al Ing. Osvaldo Miguel Martínez, un amigo como pocos, por estar siempre, pero fundamentalmente en los momentos difíciles.

a mis amigos del grupo de Ingeniería de las Reacciones Químicas por su consideración y colaboración de todos los días.

a la Ing. María Cristina Cordero, por su desinteresada colaboración en la impresión del manuscrito y diagramación de la cubierta.

a mi hermano Marcelo y a Silvia, por su permanente confianza y apoyo.

al Centro de Investigación y Desarrollo en Procesos Catalíticos.

a la Facultad de Ingeniería, con todo mi afecto.

Germán D. Mazza.

Mayo de 1993.

"El alma es, en cierto modo, todas las cosas"
Aristóteles. *Tratado del Alma*

INDICE

CAPITULO I

INTRODUCCION GENERAL	1.3
1.1. Presentación del tema.	
1.2. Objetivos del trabajo.	
1.3. Descripción de los contenidos del trabajo.	

CAPITULO II

DESCRIPCION DE ASPECTOS FLUIDODINAMICOS Y TERMICOS	2.3
2.1. Introducción.	
2.2. Características básicas de los lechos fluidizados por gas.	
2.3. Fundamentos de la transferencia de calor entre un lecho fluidizado y una superficie sumergida.	
2.3.1. Recirculación de sólidos y su efecto sobre el comportamiento térmico.	
2.3.2. Descripción del proceso de transferencia de calor hacia superficies sumergidas	
2.3.2.1. Representación física del sistema en estudio	
2.3.2.2. Expresión de la velocidad de transferencia de calor	
2.3.3. Mecanismos elementales que intervienen en la transferencia de calor	
2.3.4. Interpretación de mecanismos en el seno de la fase densa (lejos de la pared)	
2.3.5. Dependencia de la velocidad de transferencia con variables fundamentales: temperatura, presión y diámetro de partícula	

CAPITULO III

MODELOS PARA LA TRANSFERENCIA DE CALOR ENTRE LA FASE DENSA Y UNA SUPERFICIE SUMERGIDA 3.3

3.1. Introducción

PARTE I

3.2. Análisis de modelos para la transferencia de calor en la fase densa

3.2.1. Antecedentes

3.2.2. Clasificación y descripción de modelos previos

3.3. Modelo propuesto

3.3.1. Descripción de los elementos básicos del modelo

3.3.2. Formulación matemática

3.4. Expresiones para evaluar los parámetros conductivos, h_{wp} y h_L .

3.4.1. Coeficiente de transferencia de calor entre la pared y el primer estrato de partículas, h_{wp} .

3.4.2. Coeficiente de transferencia entre estratos, h_L .

PARTE II

3.5. Expresiones predictivas para el coeficiente total, h (o h_D).

Apéndice III.1

Dependencia de $Nu_{m\acute{a}x}$ con Ar .

CAPITULO IV

ANALISIS DE LA CONTRIBUCION DEL GAS 4.3

4.1. Introducción

4.2. Antecedentes

4.3. Contribución de la fase densa

4.3.1. Obtención de una expresión para $h_{g,D}$

- 4.3.2. Correlaciones para las propiedades térmicas efectivas
- 4.3.3. Análisis de los términos de la ecuación (4.11)
- 4.3.4. Aplicación del desarrollo realizado a la transferencia de materia
- 4.4. Contribución de las burbujas
- 4.5. Comparación de valores predichos de h_g con resultados experimentales
 - 4.5.1. Experiencias sobre transferencia de materia [25, 50, 68, 121]
 - 4.5.2. Experiencias sobre transferencia de calor [122, 123]
- 4.6. Conclusiones

Apéndice IV.1

Solución de balances energéticos en la fase densa para partículas grandes a T_F

CAPITULO V

EVALUACION DE PROPIEDADES RADIANTES EN MEDIOS DE PARTICULAS DISPERSAS 5.3

- 5.1. Introducción
- 5.2. Cuantificación del transporte radiante en medios de partículas
 - 5.2.1. Antecedentes
 - 5.2.2. Modalidad adoptada en este trabajo
- 5.3. Evaluación de propiedades radiantes en un estrato de partículas esféricas
 - 5.3.1. Procedimiento de cálculo
 - 5.3.2. Resultados obtenidos
- 5.4. Aplicación de las propiedades de estrato al Modelo de Múltiples Estratos
- 5.5. Comparación con contribuciones previas
- 5.6. Conclusiones

Apéndice V.1

Equivalencia entre las propiedades de estrato, (a_L, r_L, t_L) y las correspondientes al MDF, (a, b) . Medio isotérmico

Apéndice V.2

Evaluación de la componente radiante de la conductividad efectiva a partir del MME

Apéndice V.3

Evaluación de la absorptividad de un lecho semi-infinito isotérmico

Apéndice V.4

Evaluación de la transmisividad global de acuerdo al MME

CAPITULO VI

SOLUCION APROXIMADA DEL MODELO DE MULTIPLES ESTRATOS Y COMPARACION CON UN MODELO SEUDO-CONTINUO 6.3

6.1. Introducción

PARTE I

Solución aproximada del MME

6.2. Planteo de una resolución aproximada de las ecuaciones del MME

6.2.1. Descripción de la aproximación

6.2.2. Aplicación de la Transformada de Laplace

6.2.3. Consideraciones para el uso de la solución aproximada

PARTE II

Comparación de la aproximación con la solución numérica del MME

Comparación del MME con un modelo pseudo-continuo

6.3. Descripción del alcance del análisis a realizar

6.4. Aplicación de la aproximación del MME a las condiciones descriptas en la sección 6.3.

6.5. Análisis de la aproximación con relación a la resolución numérica de las ecuaciones del MME

- 6.6. Características y formulación del modelo pseudo-continuo a utilizar (MSC)
- 6.7. Comportamiento de MME y MSC para valores extremos del tiempo de contacto
- 6.8. Resultados obtenidos en la comparación entre MME y MSC
- 6.9. Conclusiones

Apéndice VI.1

Determinación de los coeficientes de ajuste de la solución aproximada del MME.

CAPITULO VII

TRANSFERENCIA DE CALOR RADIANTE ENTRE UN LECHO FLUIDIZADO Y UNA SUPERFICIE SUMERGIDA 7.3

- 7.1. Introducción
- 7.2. Situación física a analizar. Aplicación de las ecuaciones del MME
- 7.3. Evaluación del intercambio de calor radiante con la fase burbuja
- 7.4. Análisis de resultados experimentales y comparación con los valores predichos por el MME
 - 7.4.1. Experiencias utilizando un dispositivo con ventana transparente
 - Experiencias de Ozkaynak y colab. [44]
 - Experiencias de Mathur y Saxena [37]
 - Experiencias de Il'chenko y colab. [161]
 - 7.4.2. Experiencias con calorímetros de alta y baja emisividad
 - Experiencias de Baskakov y colab. [25]
 - Experiencias de Baskakov [162]
 - 7.4.3. Experiencias con una fuente radiante externa
 - Experiencias de Szekely y Fisher [163]
 - 7.4.4. Experiencias utilizando una sonda sobre la superficie libre del lecho

- Experiencias de Baskakov [162]
- 7.4.5. Experiencias con ventana transparente a T_F
 - Experiencias de Makhorin y colab. [168]
- 7.5. Conclusiones

CAPITULO VIII

CONCLUSIONES Y SUGERENCIAS	8.3
8.1 Significación de los objetivos alcanzados	
8.2 Tareas realizadas y resultados obtenidos	
8.3 Sugerencias para la continuación de la investigación en el tema	
NOMENCLATURA	N.1
REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS	B.1

NOMENCLATURA

A	área transversal del lecho, m^2
A_0	área del distribuidor por orificio, m^2
Ar	$= \rho_g (\rho_p - \rho_g) g d_p^3 / \mu^2$, número de Arquímedes
A_p	área adimensionalizada con d_p^2 (ec. 5.18)
a	coeficiente de absorción para el modelo de los dos flujos, m^{-1}
a_L	absorptividad de estrato
a_L^B	absorptividad de estrato equivalente para resultados de ref. [140]
a_D	absorptividad de un lecho isotérmico semi-infinito
$a_{D,\infty}$	absorptividad del medio para el modelo de Chan y Tien [140], excluyendo el primer estrato (terminal)
B	coeficiente en el modelo de Brewster y Tien [140], para la evaluación de "b", ec. 5.25.
b	coeficiente de dispersión para el modelo de los dos flujos, m^{-1}
B_{ef}	coeficiente de corrección para r_L , Capítulo V
Bi	$= (h_{wp} + h_{wr}) d_p / k_e$, número de Fourier
Bi_0^{ME}	$= (h_{wp} + h_{wr}) d_p / k_p$, número de Fourier definido para el MME
C_{ef}	coeficiente de corrección para a_L , Capítulo V
C_{ps}	capacidad calorífica volumétrica de las partículas, $J m^{-3} K^{-1}$
C_{pg}	capacidad calorífica volumétrica del gas, $J m^{-3} K^{-1}$
C_{pD}	capacidad calorífica volumétrica de la fase densa, $J m^{-3} K^{-1}$
d_B	diámetro de burbuja, m
d_p	diámetro de partícula, m (o mm, en casos específicos)
D_L	diámetro del lecho, m
d_T	diámetro de la sonda (o tubo sumergido), m
d_e	diámetro equivalente del lecho, m
e_d	altura de rugosidad, modelo de Decker y Glicksman [91, 96, 97]
E(t)	función de distribución de edades
f	relación entre el área proyectada de las partículas y la superficie de intercambio, ec. (3.27)
f_B	fracción volumétrica de burbujas en el lecho

f_{ij}^{mn}	factor de visión elemental entre el elemento i-ésimo del sector base y el j-ésimo elemento del m-ésimo sector de la n-ésima esfera, Capítulo V, ec. (5.5).
F_{ij}	factor de visión entre el i-ésimo elemento del sector base y todos los j-ésimos elementos del estrato
$F_{i\pi}; F_{i\pi'}$	factores de visión entre el i-ésimo elemento del sector base y los planos π y π' , respectivamente
F_D	caudal volumétrico de gas en la fase densa, $m^3 s^{-1}$
F_{Bw}	factor de visión entre la cara interna de la burbuja y la superficie de intercambio
$f(t_c)$	función de distribución de tiempos de contacto
$F(t_c)$	función de distribución de tiempos de contacto acumulativa, ec. (2.10a)
Fo	$= k_e t_c / (d_p^2 C_{ps})$, número de Fourier
g	aceleración de la gravedad, $m s^{-2}$
G	flujo másico de gas, $kg m^{-2} s^{-1}$
h	coeficiente de transferencia total promedio entre el lecho y la superficie sumergida, $W m^{-2} K^{-1}$
h_D	coeficiente de transferencia de calor total promedio entre la fase densa y la superficie sumergida, $W m^{-2} K^{-1}$
h_B	coeficiente de transferencia de calor total promedio entre la fase burbuja y la superficie sumergida, $W m^{-2} K^{-1}$
h_p	componente promedio debida al sólido del coeficiente h , $W m^{-2} K^{-1}$
h_g	componente promedio debida al gas del coeficiente h , $W m^{-2} K^{-1}$
h_{rad}	componente promedio radiante del coeficiente h , $W m^{-2} K^{-1}$
$h_{p,D}$	componente promedio debida al sólido del coeficiente h_D , $W m^{-2} K^{-1}$
$h_{g,D}$	componente promedio debida al gas del coeficiente h_D , $W m^{-2} K^{-1}$
$h_{rad,D}$	componente promedio radiante del coeficiente h_D , $W m^{-2} K^{-1}$
$h_{g,B}$	componente promedio convectiva del coeficiente h_B , $W m^{-2} K^{-1}$
$h_{rad,B}$	componente promedio radiante del coeficiente h_B , $W m^{-2} K^{-1}$

h_{inc}	coeficiente de transferencia en condiciones de fluidización incipiente, $W m^{-2} K^{-1}$
h_{wp}, h_{wg}	coeficientes de transferencia de calor sobre la pared en la fase densa, para sólido y gas respectivamente, $W m^{-2} K^{-1}$
$h_{máx}$	valor máximo del coeficiente de transferencia total, correspondiente a $U = U_{ópt}$, $W m^{-2} K^{-1}$
h_{pg}	coeficiente de transferencia gas/partícula en la fase densa, $W m^{-2} K^{-1}$
h_L	coeficiente de transferencia de calor entre estratos, $W m^{-2} K^{-1}$
H_{mf}	altura del lecho en condiciones de mínima fluidización, m
H_c	parámetro que representa fuente de calor debida a la convección intersticial del gas, ecs. (4.12)
H_p	parámetro que representa fuente de calor debida a la transferencia desde las partículas, ec. (4.10c)
H_r	parámetro que representa fuente de calor debida a la renovación de agregados, ecs. (4.12)
I	intensidad de radiación, $W m^{-2}$
k_p	conductividad térmica de las partículas, $W m^{-1} K^{-1}$
k_g	conductividad térmica del gas, $W m^{-1} K^{-1}$
k_{ep}	conductividad térmica efectiva del sólido, $W m^{-1} K^{-1}$
k_{eg}	conductividad térmica efectiva del gas, $W m^{-1} K^{-1}$
k_D	conductividad térmica efectiva del agregado (fase densa), $W m^{-1} K^{-1}$
k_e	conductividad térmica efectiva del medio, ec. (2.21c), $W m^{-1} K^{-1}$
k_e^o	conductividad térmica efectiva estanca, $W m^{-1} K^{-1}$
k_{rad}	componente radiante de la conductividad efectiva del medio, $W m^{-1} K^{-1}$
Kn	$= \ell/L_{wp}$, número de Knudsen
L	longitud de la superficie sumergida, m
L_{wp}	distancia entre la pared y una partícula adyacente de la primera capa
l	distancia vertical para la definición de \mathcal{P} (ec. 2.1b), m
ℓ	camino libre medio en el gas
L_B	segmento que representa la longitud promedio de la burbuja, m

l_B	valor local que permite definir L_B , ec. (4.19)
N_T	número de tubos en un haz
N_{Th}	número de tubos horizontales
N_p	concentración de partículas en el estrato, m^{-2}
n_p	$= N_p d_p^2$, concentración adimensional de partículas en el estrato
Nu	$= h d_p / k_g$, número de Nusselt. Los subíndices utilizados en cada caso guardan concordancia con los correspondientes coeficientes h_{wg} , h_{wp} , h_{pg} , $h_{g,máx}$, $h_{máx}$
N	número de estratos considerados
Pr	$= C_{pg} \nu / k_g$, número de Prandtl
p	presión, Pa; ∇ operador de Laplace (Capítulos IV y VII)
\mathcal{P}	presión piezostática, Pa
q	flujo total de calor entre el lecho y la superficie sumergida, $W m^{-2}$
q_D	flujo de calor asociado a la fase densa, $W m^{-2}$
q_B	flujo de calor asociado a la fase burbuja, $W m^{-2}$
Q^*	cantidad de calor total transferida, Apéndice IV.1, J
Q	velocidad de transferencia de calor total, W
q_i	radiosidad, flujo radiante efectivo que parte del i-ésimo elemento, $W m^{-2}$
q^d, q^i	flujos efectivos hacia la derecha y hacia la izquierda en la dirección z , $W m^{-2}$
$q_\pi, q_{\pi'}$	flujos radiantes provenientes de los planos π y π' , $W m^{-2}$
Re	$= U \rho_g d_p / \mu$, número de Reynolds
$Re_{mf}, Re_{\acute{o}pt}$	números de Reynolds definidos con U_{mf} y $U_{\acute{o}pt}$, respectivamente
r_L	reflectividad de estrato
r_L^B	reflectividad de estrato equivalente para resultados de ref. [140]
r_p	$= 1 - \epsilon_p$, reflectividad de las partículas
r_1	reflectividad de estratos terminales, ref. [140]
r_2	reflectividad de estratos internos, ref. [140]
R_{wp}	$= 1/h_{wp}$, resistencia a la transferencia de calor sobre la pared para el sólido en la fase densa

R_{wg}	$= 1/h_{wg}$, resistencia a la transferencia de calor sobre la pared para el gas en la fase densa
R_h, R_{hr}	% diferencias relativas en el coeficiente total y componente radiante entre los valores obtenidos de MME y MSC en relación a este último
S	área de la superficie de intercambio, m^2
S_p	superficie externa de la partícula, m^2
S_{Bh}	superficie proyectada de una burbuja sobre el plano horizontal, m^2
S_j	superficie del j-ésimo elemento de un sector, m^2
T	temperatura, K (o $^{\circ}C$ cuando se indica específicamente)
T_F	temperatura promedio del lecho, K (o $^{\circ}C$ cuando se indica específicamente)
T_w	temperatura de la superficie sumergida, K (o $^{\circ}C$ cuando se indica específicamente)
T_s	temperatura de la superficie exterior al lecho, fuente o sumidero de energía radiante, K (o $^{\circ}C$ cuando se indica específicamente)
$T_{p,j}$	temperatura del j-ésimo estrato sólido, K
$T_{g,j}$	temperatura del gas en la j-ésima sección, K
t	tiempo, s. Representa también la edad de un agregado sobre la superficie
\bar{t}_c	tiempo de contacto medio, s; se utiliza sin la barra superior excepto en casos específicos
t_L	transmisividad de estrato
t_L^B	transmisividad de estrato equivalente para resultados de ref. [140]
T_N	transmisividad global en un medio de N estratos
U	velocidad superficial del gas, $m\ s^{-1}$
U_{mf}	velocidad del gas en condiciones de mínima fluidización, $m\ s^{-1}$
U_D	velocidad del gas en la fase densa, $m\ s^{-1}$
U_B	velocidad del gas en la fase burbuja, $m\ s^{-1}$
U_{mb}	velocidad de mínimo burbujeo, $m\ s^{-1}$
U_{opt}	velocidad del gas que maximiza el coeficiente de transferencia de calor, $m\ s^{-1}$

u_D	$= U_D/\delta_D$; velocidad lineal del gas en la fase densa, $m\ s^{-1}$
u_B	velocidad lineal de ascenso de burbujas, $m\ s^{-1}$
V_p	volumen de partícula, m^3
V_B	volumen de una burbuja, m^3
\tilde{v}	magnitud en el campo transformado de Laplace
x	coordenada vertical, m
y_p	distancia entre partículas en la definición de la celda en ref. [84]
z	coordenada horizontal, perpendicular a la pared de la superficie, m

CARACTERES GRIEGOS

Δ	distancia entre centros de partículas pertenecientes a dos estratos adyacentes, m
δ_D	porosidad de la fase densa
$\delta_{D\text{mín}}$	mínimo valor de δ_D permitido por un determinado arreglo regular
δ_{local}	valor local de porosidad
δ_{mf}	porosidad en condiciones de mínima fluidización
δ_w	porosidad en la zona adyacente a la pared, ec. (4.1b)
ϵ_p	emisividad de las partículas
ϵ_w	emisividad de la pared de la superficie de intercambio
ϵ_D	emisividad de un medio isotérmico semi-infinito
ϵ_L	emisividad de estrato
ϵ_{LI}	emisividad de un lecho isotérmico, ec. (7.10)
ϵ_{SL}	emisividad de la superficie libre del lecho, ec. (7.14)
$\bar{\epsilon}$	$= \left(\frac{1}{\epsilon_w} + \frac{1}{\epsilon_D} - 1 \right)^{-1}$, emisividad equivalente
μ	viscosidad del gas, $kg\ m^{-1}\ s^{-1}$
ν	viscosidad cinemática, $m^2\ s^{-1}$
ν_B	frecuencia de pulsación de las burbujas, s^{-1}
ρ_g	densidad del gas, $kg\ m^{-3}$
ρ_p	densidad de las partículas, $kg\ m^{-3}$
Φ	distancia desde el distribuidor de gas, m
σ	$= 5.67\ 10^{-8}\ W\ m^{-2}\ K^{-4}$, constante de Stefan-Boltzmann

ϑ	coeficiente de acomodamiento para la transferencia de energía, ec. (3.28c)
Γ	parámetro que considera diferentes elementos en la evaluación de R_{wp} , ec. (3.27)
θ	ángulo polar; temperatura adimensional en el Apéndice IV.1
ϕ	ángulo azimutal
ζ	$= z/d_p$, coordenada adimensional
Δq_1	$= q_{rad,D}$, flujo neto de energía radiante entre la fase densa y la superficie, $W m^{-2}$
ΔT_i	diferencia de temperaturas, definida por ec. (3.18)

subíndices

B	burbuja
D	fase densa
F	seno del lecho
g	gas
j	indica el j-ésimo estrato o la j-ésima región (gas)
L	estrato; en D_L representa el diámetro del lecho
m	media
p	partícula
rad	indica referencia al mecanismo radiante
S	superficie externa para radiación
w	pared de la superficie sumergida

supraíndices

A	aproximado (identifica los valores de coeficientes obtenidos por la resolución aproximada del MME)
i	denota los valores instantáneos de coeficientes de transferencia de calor
ME	referencia al MME
SC	referencia al MSC

CAPITULO I

INTRODUCCION GENERAL

- 1.1. Presentación del tema.
- 1.2. Objetivos del trabajo.
- 1.3. Descripción de los contenidos del trabajo.

CAPITULO I

INTRODUCCION GENERAL

1.1. Presentación del tema

La tecnología de los lechos fluidizados en su aplicación al ámbito productivo en gran escala data, aproximadamente, de 1940, utilizada en el "cracking" catalítico de cortes pesados de petróleo a fracciones más livianas de mayor valor agregado. El primer equipo de estas características, para la producción de gasolina de aviación de alto octanaje, se remonta a 1942.

A partir de esa instancia, los lechos fluidizados han constituido una alternativa muy utilizada para procesos que requieran promover el contacto gas-sólido. En los últimos veinte años se observó un creciente interés en estos sistemas, especialmente con relación a su comportamiento térmico para su aplicación en procesos químicos altamente exotérmicos o para generación de energía.

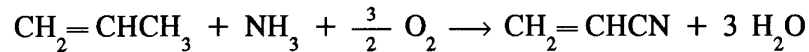
Cuando las partículas de un lecho son fluidizadas por un gas a velocidades de flujo mayores que la necesaria para la condición de fluidización incipiente, parte del gas atravesará el lecho en forma de burbujas, generando la denominada "fluidización agregativa". En este caso es posible identificar dos "fases", conocidas como "fase densa" o "emulsión" y "fase burbuja", como se detallará en el Capítulo II.

Los lechos fluidizados poseen diversas características que los hacen especialmente convenientes para llevar a cabo determinados procesos químicos y operaciones físicas. Particularmente, la uniformidad de temperatura que promueven y la alta capacidad de intercambio térmico que permiten, sumado a la facilidad para la introducción y extracción de sólidos, los convierten en equipos muy adecuados para llevar a cabo reacciones químicas con importante generación de calor. Ambas características están estrechamente vinculadas al flujo de burbujas en el lecho, según se describirá posteriormente. Varios procesos industriales de relevancia han sido desarrollados inclinando la selección de tecnología hacia el reactor de lecho fluidizado por tales características. Se mencionan a continuación algunos ejemplos característicos, hallándose una descripción detallada de un amplio

conjunto en la recopilación de Yates⁽¹⁾.

- Obtención de acrilonitrilo:

El acrilonitrilo puede obtenerse mediante la amonoxidación catalítica de propileno (vía actual de mayor importancia):



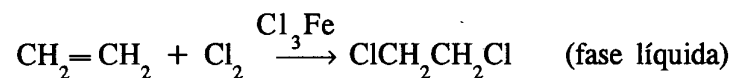
siendo el calor de reacción $\Delta H = - 515 \text{ kJ/mol}$, a $T = 500 \text{ K}$.

La tecnología SOHIO comprende la utilización de un lecho fluidizado para llevar a cabo la reacción mencionada. Según Yates⁽¹⁾, existen fundamentalmente tres razones para la selección de un lecho fluidizado en este caso:

- Se requiere un sistema de remoción de calor eficiente debido a la alta velocidad de generación del mismo y a la necesidad de mantener la operación en el rango $400\text{-}500^\circ\text{C}$
- Reactantes y productos son inflamables en presencia de aire en amplios rangos. La acción térmica amortiguante de las partículas en movimiento permite la introducción de los tres reactantes sin peligro.
- El catalizador, actualmente una mezcla de Bi, Mo, Ni o Co, P y/o As, Sb, alcalinos y alcalino térreos, puede prolongar su vida útil por varios años si la temperatura se mantiene por debajo de los 530°C . El buen control térmico implementable en un lecho fluidizado lo hace factible.

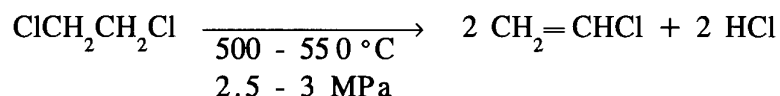
- Producción de cloruro de vinilo:

El cloruro de vinilo se obtiene actualmente a partir de etileno en un proceso en tres etapas:

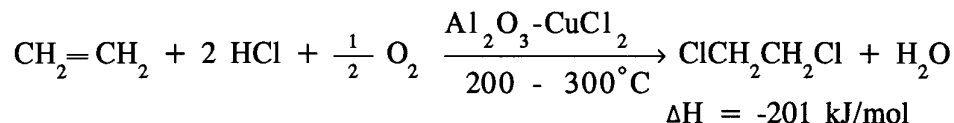


Posteriormente se realiza un craqueo térmico del 1,2-dicloroetano (DCE) obtenido en la etapa previa para dar cloruro de vinilo

(1) J. G. YATES, "Fundamentals of Fluidized Bed Chemical Processes", Ed. Butterworths, Londres, Inglaterra, 1983.



Finalmente, el HCl obtenido es aprovechado en un reactor de lecho fluidizado para generar una cantidad adicional de DCE mediante la reacción:



En esta reacción de oxiclорación, fuertemente exotérmica, la temperatura debe ser cuidadosamente controlada para evitar la combustión del etileno y la sobrecloración del DCE. La utilización de un lecho fluidizado permite que tal control sea eficiente, alcanzando alto rendimiento y selectividad en exceso del 90%⁽²⁾.

- Combustión de carbón en lecho fluidizado

La combustión del carbón en lechos fluidizados se considera una tecnología viable en cuanto a la generación de energía que permitiría reducir la dependencia en relación al petróleo y gas natural de países desarrollados, y evidentemente de aquellos en vías de desarrollo con reservas no suficientes⁽³⁾. En la combustión en lecho fluidizado se genera vapor, aprovechable para producir energía eléctrica a partir de carbón y otros combustibles sólidos de diversa calidad, en forma económica y aceptable por la baja contaminación que se puede lograr. Existen tres operaciones diferenciadas en los lechos fluidizados aplicables a la combustión. La primera es la utilización de un lecho fluidizado convencional, denominado "*con burbujeo*", en el cual las velocidades del gas fluidizante en la operación se encuentran entre 1 y 3 m/s. Cuando se tienen velocidades mayores, en el rango 6-10 m/s el régimen se conoce como "*lecho fluidizado circulante*", en el cual ya no es posible distinguir entre fase densa y fase burbuja, en forma categórica. Una tercera alternativa, actualmente objeto de numerosas investigaciones para su

(2) Concise Encyclopedia of Chemical Technology, KIRK-OTHMER Eds., Wiley Interscience Publication, J. Wiley & Sons, Nueva York, 1985.

(3) G. A. NELKIN y R. J. DELLEFIELD, "Fluidized-Bed Combustion", Mechanical Engineering, Advanced Energy Systems, 1990.

mejoramiento, la constituye la operación a presión, que posee el incentivo adicional de permitir la expansión de los gases calientes en una turbina, obteniéndose mejor aprovechamiento de la energía⁽⁴⁾. Diversas instalaciones se encuentran en países tales como Corea del Sur, España, Suecia, Estados Unidos, Francia, Japón y Alemania, entre otros, en su mayoría de los primeros dos tipos descriptos.

El interés en la combustión en lechos fluidizados a alta presión creció notablemente a partir de 1975, pasándose de investigaciones en escala banco a plantas piloto de tamaño considerable. Una instalación de gran magnitud en este sentido se encuentra en Grimethorpe, Reino Unido y en escala mayor, puede citarse la unidad de demostración de American Electric Power Co's. Adicionalmente, a la continuación del escalado de la primera generación de combustores fluidizados a alta presión, existen diversos proyectos orientados al desarrollo de una segunda generación de equipos con significativo incremento de eficiencia y reducción del costo de generación de potencia.

El eficiente control térmico que puede obtenerse en un lecho fluidizado permite realizar la combustión a niveles no demasiado elevados de temperatura (750-900°C), reduciendo el perjuicio que causan los siguientes fenómenos presentes a temperaturas más elevadas:

- erosión, causada por partículas sinterizadas de cenizas que se formarían.
 - volatilización de sales alcalinas corrosivas para el empleo de la expansión de gases de combustión en turbinas de gas,
 - emisión de óxidos de nitrógeno (NO_x), importantes agentes de contaminación ambiental.
- Gasificación de carbón

El proceso de gasificación del carbón por una mezcla de vapor de agua y oxígeno permite obtener el llamado *fuel-gas* (básicamente mezcla de hidrógeno, CO y pequeñas cantidades de CH₄), que puede utilizarse como tal (combustible de poder calorífico medio) o constituir la materia prima para una variedad de procesos; por ejemplo, síntesis de gas natural (SNG), metanol, amoníaco e hidrocarburos líquidos (mediante el proceso de Fischer-Tropsch o MTG, a partir de metanol). La década del '70, con la crisis del petróleo, generó un renovado interés en este proceso, dedicándose esfuerzos y

(4) R. J. DRY y R. D. LA NAUZE, "Emerging Technologies: Fluidized Bed Combustion", Technical Report, CSIRO Division of Mineral and Process Engineering, Estados Unidos, 1990.

recursos al mejoramiento de las vías de gasificación, la mayor parte de ellos mediante lechos fluidizados.

Los casos mencionados constituyen una muestra de un conjunto mucho más amplio de operaciones y procesos para los cuales las tecnologías que se sustentan en lechos fluidizados constituyen importantes vías para su realización. En todos ellos, la transferencia de calor constituye un elemento crítico en el diseño y posterior operación de las unidades. Este trabajo está orientado a analizar e intentar cuantificar los fenómenos intervinientes en el proceso de transferencia de calor entre un lecho fluidizado y superficies sumergidas, a fin de lograr mediante el planteo de un modelo mecanístico una vía accesible para la predicción de las velocidades de transferencia térmica en estos sistemas.

1.2. Objetivos del trabajo

Durante los últimos años se han realizado numerosos esfuerzos en la investigación de los fenómenos involucrados en la transferencia de calor entre un lecho fluidizado y una superficie sumergida. Sin embargo, tanto desde el punto de vista experimental como en la formulación de expresiones predictivas, los resultados no pueden considerarse convergentes, hallándose una gran dispersión de información en la bibliografía específica.

Como se desarrollará en detalle en los sucesivos capítulos de esta tesis, se reconoce normalmente la presencia de tres contribuciones a la transferencia de calor mencionada: una primera generada en las partículas sólidas que en su movimiento contactan la superficie de intercambio y luego se alejan; una segunda contribución se refiere a la transferencia de calor desde (o hacia) el gas fluidizante. Finalmente, la tercera involucra la transferencia de energía radiante. Estas tres contribuciones no serán, frente a diferentes condiciones operativas (temperaturas, tamaño de sólidos, velocidades de gas, etc.), igualmente importantes, y en general la contribución del sólido es la de mayor peso. En base a esto, la mayor parte de las investigaciones desarrolladas ha puesto énfasis en la cuantificación de la transferencia de calor desde el sólido, que usualmente es la situación dominante en los reactores catalíticos (partículas de $d_p < 0.5-1$ mm). La contribución del gas y de la radiación han merecido mucho menor atención y consecuentemente no se generaron herramientas predictivas suficientemente confiables que las involucren.

La combustión de materiales carbonosos y los procesos a alta presión determinaron que se volcara el interés hacia sistemas de partículas mayores en los cuales, como se verá luego, cobra relevancia la contribución del gas. Aún así la magnitud y estimación de la misma presentan grandes diferencias en los diversos trabajos que se hallan en la bibliografía.

La transferencia de calor radiante, que comienza a tornarse significativa a temperaturas superiores a 500°C es la contribución que menos ha sido estudiada y en la cual se halla mayor dispersión en la información existente.

La finalidad principal de esta tesis es el planteo de un modelo matemático que permita predecir la magnitud de la velocidad de transferencia de calor involucrando simultáneamente las tres contribuciones mencionadas. Adicionalmente se realizarán diferentes tratamientos y consideraciones con el fin de proponer vías de evaluación de los parámetros térmicos efectivos que involucra el modelo propuesto. El trabajo se realizará específicamente para lechos fluidizados en régimen de burbujeo.

Se pondrá especial énfasis en el análisis y cuantificación de las dos contribuciones a la transferencia de calor que han sido insuficientemente analizadas: contribución del gas y del transporte de energía radiante.

En cuanto a la contribución del sólido, se discutirá y discriminará la información existente en la bibliografía para la evaluación de los parámetros conductivos que involucra.

Los resultados obtenidos a partir del modelo propuesto se compararán con datos experimentales hallados en bibliografía. Desafortunadamente no se han hallado resultados experimentales en condiciones donde las tres contribuciones a la transferencia de calor posean magnitud similar (por ejemplo en el caso de fluidización de partículas de $d_p \approx 0.5-1$ mm, considerado un tamaño intermedio, a presiones y temperaturas elevadas, por las razones que se discutirán en el Capítulo II).

Los datos experimentales disponibles permiten la comparación de los valores predichos en dos condiciones importantes que harán factible el cumplimiento de las metas de este trabajo:

- fluidización de partículas grandes, $d_p \geq 2$ mm, que por lo tanto podrán considerarse isotérmicas en el nivel térmico promedio del lecho (T_F). En esta condición la contribución del gas será dominante.
- temperaturas altas de operación y partículas de tamaño intermedio. En este

caso se tendrá simultáneamente la acción de la conducción en el sólido acoplada al mecanismo radiante.

Las dos condiciones mencionadas permitirán convalidar la aptitud del modelo propuesto (que se denominará *Modelo de Múltiples Estratos*, MME) para predecir la magnitud de las contribuciones del gas y de la radiación a la transferencia de calor, y también de las correlaciones seleccionadas para evaluar los correspondientes parámetros estructurales, fluidodinámicos y térmicos.

Si bien se realizarán las comparaciones mencionadas para las contribuciones del gas y radiante, no se hará lo propio con la contribución del sólido. Este análisis no forma parte de los objetivos de esta tesis, fundamentalmente porque el MME fue concebido en base al Modelo de Capas Alternadas (Gabor, [66]), que contempla dicha contribución exclusivamente y fue contrastado con un conjunto de datos experimentales por su autor, demostrando su aptitud [66].

La elección de la naturaleza discontinua para el modelo propuesto encuentra razones de peso a la hora de describir los fenómenos radiantes en la fase densa. Los mismos, como se verá, son representados con mucho mayor aproximación a la realidad por el MME que mediante la concepción poco realista basada en describir a la fase densa como un medio continuo (seudo-homogéneo).

En la definición de los objetivos perseguidos resta realizar una consideración en relación a las superficies sumergidas utilizadas. Industrialmente los objetos sumergidos son haces de tubos horizontales o verticales, y eventualmente serpentines. En este trabajo, no obstante, se hará extensa referencia a sondas instrumentales debido a que son los elementos usualmente empleados en las determinaciones experimentales, los cuales se emplearán para contrastar los resultados obtenidos a partir del modelo a desarrollar.

Finalmente, se describirá el enfoque a adoptar para la evaluación de la velocidad de transferencia de calor lecho-superficie. Tal como se ha descrito previamente, la aplicación más importante de los sistemas estudiados está constituida por reactores con velocidades importantes de transferencia de calor. A diferencia de lo que ocurre para el caso de reactores de lecho fijo, en reactores de lecho fluidizado es posible evaluar los términos de generación y transferencia de calor de manera independiente. En capítulos posteriores se verá cómo los gradientes de temperatura que constituyen la fuerza impulsora para la transferencia de calor se producen sólo en regiones

muy próximas a la superficie del dispositivo de intercambio sumergido. Suponiendo que los calores sensibles de las corrientes de ingreso de sólido y fluido no sean demasiado importantes, el calor generado en todo el volumen del reactor debe transferirse a través de tales regiones. Por tal razón resulta irrelevante la inclusión de la generación de calor en dichas zonas para el análisis de los mecanismos de transferencia. Por otra parte, confinados los gradientes de temperatura a las zonas mencionadas, la velocidad de generación (derivada de la velocidad de reacción química) dependerá sólo de la temperatura promedio del lecho, T_F , siendo muy poco importante su magnitud en las adyacencias de la pared de la superficie de intercambio. Consecuentemente, en todo el trabajo se prescindirá del término de generación de calor en los desarrollos y análisis a realizar.

1.3. Descripción de los contenidos del trabajo

Con el fin de reunir los elementos necesarios, tanto en consideraciones relacionadas a la fluidodinámica en el lecho como al proceso específico de transferencia de calor, el Capítulo II contiene una descripción y fundamentos de los fenómenos involucrados, sentando las bases para la posterior discusión de su influencia en el comportamiento del sistema. Se identifican los distintos mecanismos de transferencia de calor actuantes y la dependencia de la velocidad de transferencia de calor con las variables fundamentales: temperatura, presión y diámetro de partícula.

El Capítulo III se divide en dos partes. En la primera se realiza una minuciosa descripción de modelos existentes para representar la transferencia de calor entre la fase densa de un lecho fluidizado y una superficie sumergida. También se incluye la formulación del modelo propuesto, denominado Modelo de Múltiples Estratos y la descripción de sus elementos y parámetros. Para finalizar la Parte 'I se analiza la determinación de los parámetros conductivos involucrados en el MME para el sólido, h_{wp} y h_L . En la Parte II se presentan algunas expresiones predictivas para el coeficiente de transferencia total lecho-superficie que complementan la descripción realizada en cuanto a las alternativas para la estimación de la velocidad de transferencia de calor.

El Capítulo IV está destinado al análisis y cuantificación de la contribución del gas. A tal efecto se utiliza el MME aplicado al caso de partículas "grandes" para las cuales dicha contribución

será muy importante. De esta forma se evaluará la contribución del gas de la fase densa, la cual, sumada a la de las burbujas conformará la contribución global del gas a la transferencia de calor. La expresión predictiva para la componente del coeficiente total debida al gas en la fase densa se obtiene mediante una resolución aproximada de las ecuaciones del MME en el campo transformado de Laplace. Adicionalmente, se proponen correlaciones para estimar los parámetros efectivos correspondientes, basadas en expresiones existentes para lechos fijos. Los resultados obtenidos se comparan con expresiones de otros autores y con datos experimentales.

En el Capítulo V se analiza la contribución de la radiación a la transferencia de calor en medios de partículas dispersas (tal como la fase densa), haciendo uso de un enfoque discreto, en concordancia con la naturaleza del MME. Se generan expresiones para evaluar las propiedades radiantes del medio a partir de consideraciones basadas en la óptica geométrica. Las propiedades radiantes se aplican en este capítulo para la evaluación de magnitudes tales como absorptividades de lecho, transmisividades globales o conductividades efectivas radiantes con el fin de comparar los resultados con trabajos de otros autores que proponen diferentes vías para la evaluación de las mismas.

El Capítulo VI consta de dos partes. La primera de ellas se dedica a la implementación de una aproximación para la resolución del MME en un caso general, incluyendo la acción simultánea de las tres contribuciones a la transferencia de calor, evitando tener que recurrir a la solución numérica de las ecuaciones diferenciales originales. Sobre un procedimiento análogo al desarrollado en el Capítulo IV se genera un sistema de ecuaciones que permite cuantificar la velocidad de transferencia bajo cualquier condición operativa. En la Parte II, los resultados de la aproximación desarrollada se comparan con los obtenidos de la resolución numérica de las ecuaciones diferenciales del MME, para la situación en que la conducción en el sólido y la radiación se hallan acopladas. Finalmente se lleva a cabo la comparación de resultados (coeficientes predichos) entre el modelo propuesto, de carácter discontinuo y un modelo pseudo-continuo (MSC) de uso difundido en la bibliografía. Esta confrontación se realiza para analizar la diferencia de comportamiento entre el MME y MSC. A tal fin se resuelven numéricamente las ecuaciones del MME y del MSC, discutiéndose los resultados en función del tiempo de contacto, temperatura de lecho y tamaño de partícula.

El Capítulo VII contiene la comparación de las velocidades de transferencia de calor radiantes predichas a partir del MME

(utilizando la aproximación desarrollada en el Capítulo VI) con datos experimentales obtenidos de ocho contribuciones de distinta naturaleza y metodologías utilizadas. En él se aplican las propiedades radiantes del medio, evaluadas de acuerdo a las expresiones desarrolladas en el Capítulo V, convalidando de esta forma su aptitud para evaluar la magnitud del calor transferido, ahora frente a resultados experimentales.

Por último, el Capítulo VIII resume las conclusiones y observaciones generales, como así también las sugerencias para la realización de futuros trabajos tendientes a continuar la investigación relacionada con los tópicos desarrollados en esta Tesis.

Parte de los desarrollos y resultados presentados en esta Tesis han sido publicados por el autor y su Director de trabajo, Dr. Guillermo F. Barreto en los siguientes artículos:

- "The gas contribution to heat transfer between fluidized beds of large particles and immersed surfaces".
Int. J. Heat and Mass Transfer, **31**, No. 3, pp. 603-614, 1988.
- "Evaluation of radiative heat transfer rates in dense particulate media".
Powder Technol., **67**, No. 2, pp. 137-144, 1991.
- "Analysis of models for heat transfer in gas fluidized beds at high temperatures".
Powder Technol., **75**, No. 2, pp. 173-179, 1993.
- "Radiative heat transfer rates between gas-fluidized beds and immersed surfaces".
Chemical Engineering Research & Design, en prensa.

CAPITULO II

DESCRIPCION DE ASPECTOS FLUIDODINAMICOS Y TERMICOS

- 2.1. Introducción
- 2.2. Características básicas de los lechos fluidizados por gas
- 2.3. Fundamentos de la transferencia de calor entre un lecho fluidizado y una superficie sumergida
 - 2.3.1. Recirculación de sólidos y su efecto sobre el comportamiento térmico
 - 2.3.2. Descripción del proceso de transferencia de calor hacia superficies sumergidas
 - 2.3.2.1. Representación física del sistema en estudio
 - 2.3.2.2. Expresión de la velocidad de transferencia de calor
 - 2.3.3. Mecanismos elementales que intervienen en la transferencia de calor
 - 2.3.4. Interpretación de mecanismos en el seno de la fase densa (lejos de la pared)
 - 2.3.5. Dependencia de la velocidad de transferencia con variables fundamentales: temperatura, presión y diámetro de partícula

CAPITULO II

DESCRIPCION DE ASPECTOS FLUIDODINAMICOS Y TERMICOS

2.1. Introducción.

Como se ha mencionado en el capítulo introductorio, los lechos fluidizados presentan características muy apropiadas para llevar a cabo determinadas operaciones físicas y procesos químicos, destacándose como aspecto relevante de su comportamiento, las altas velocidades de transferencia de calor hacia dispositivos sumergidos.

Con el fin de predecir la magnitud de estas velocidades mediante un modelo mecanístico, es indispensable contar con diferentes elementos, derivados del comportamiento fluidodinámico y térmico del sistema. En el presente capítulo se realiza una descripción de los mismos, estableciendo una base para el desarrollo del objetivo de este trabajo.

En la sección 2.2 se consideran los conceptos fluidodinámicos fundamentales, diferenciando el comportamiento de la fase densa del lecho del correspondiente a las burbujas. Se describe, además, la evaluación de las diferentes propiedades de las burbujas.

En el punto 2.3 se analiza el comportamiento térmico del lecho, enfatizando las consecuencias de la recirculación de sólidos sobre la transferencia de calor. Luego se considera el proceso por el cual se transfiere calor hacia objetos sumergidos y finalmente se discriminan los mecanismos actuantes en el mismo y su interrelación.

2.2. Características básicas de los lechos fluidizados por gas

Los lechos de partículas sólidas en los cuales las fuerzas originadas por el arrastre de una corriente ascendente de gas equiparan el peso de las mismas se conocen como *lechos fluidizados por gas* (fig. 2.1).

La mínima velocidad superficial de gas requerida para que se cumpla tal condición se denomina *velocidad de mínima fluidización*, U_{mf} . Cuando la velocidad superficial U es menor que U_{mf} el lecho se comporta como un lecho fijo. En la situación en que la velocidad del gas excede en un alto grado el valor de mínima fluidización se alcanza un nuevo estado en el cual los sólidos son expulsados del lecho, correspondiendo esta condición al denominado *transporte neumático*.

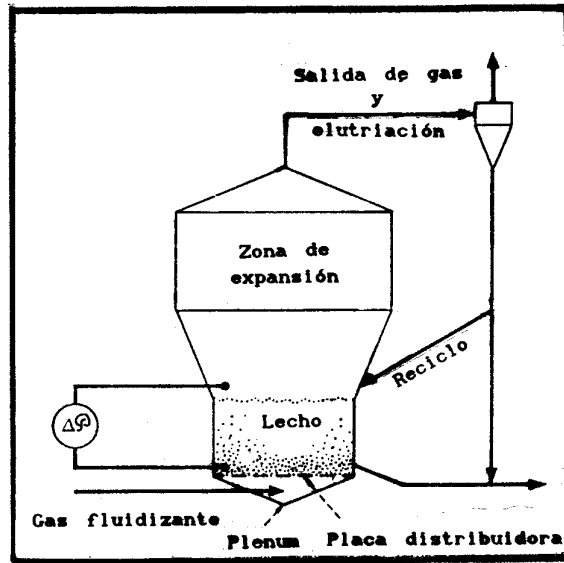


Fig. 2.1 Esquema de un Lecho Fluidizado.

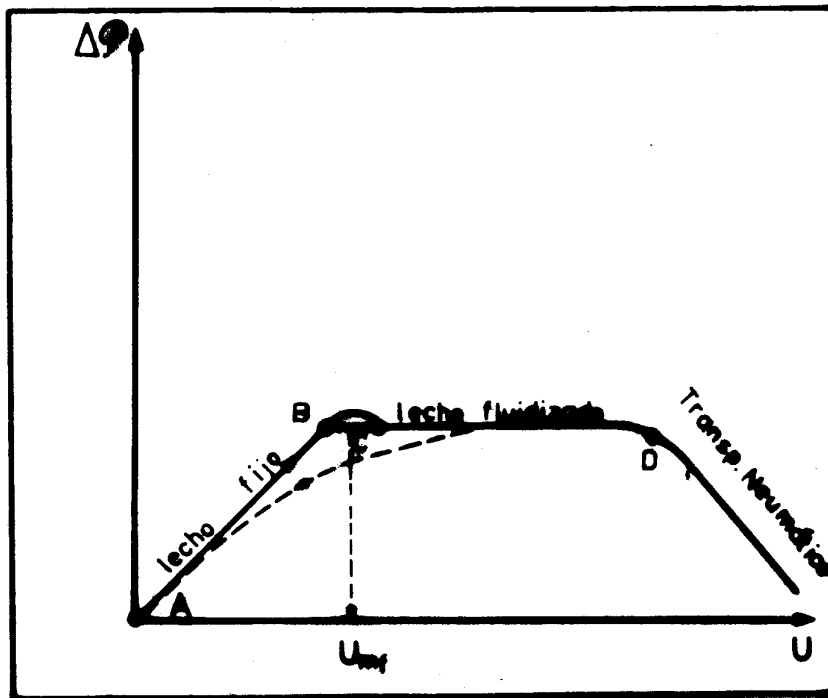


Fig. 2.2 Comportamiento de un lecho de partículas en relación a ΔP , para distintas velocidades superficiales del gas.

La figura 2.2 muestra un diagrama cualitativo de la variación de la caída de presión piezostática (definida posteriormente por la ecuación 2.1b) a lo largo del lecho, $\Delta\mathcal{P}$, en función de la velocidad superficial, U . El valor de $\Delta\mathcal{P}$ corresponde a la diferencia de presión entre una posición en la sección superior, definida por la altura del lecho en reposo, y otra, ubicada inmediatamente sobre la placa distribuidora de gas ($\Delta\mathcal{P}$ no incluye la pérdida de carga en el distribuidor). La región A-B corresponde al comportamiento como lecho fijo, en el cual la caída de presión crece con el incremento de U . Al alcanzar la zona del punto B la fluidización comienza, generándose un pequeño aumento del valor de $\Delta\mathcal{P}$, debido a que es necesario vencer las fuerzas de cohesión entre las partículas, además del peso de las mismas. Luego, al encontrarse fluidizado el lecho, la caída de presión se estabiliza (zona C-D). Incrementos posteriores de U llevarán el lecho a operar en la zona de transporte neumático, observándose una disminución gradual de la pérdida de carga con la velocidad. Si desde esta zona se provoca una disminución de U , al llegar a la región del punto C el sistema retornará al estado de lecho fijo a través de la trayectoria señalada con líneas discontinuas en la fig. 2.2, debido a la mayor porosidad originada por el reacomodamiento de las partículas en las condiciones de fluidización incipiente [1].

La particularidad más relevante de los lechos fluidizados por gas se observa para valores de U que superan el valor de U_{mf} pero se mantienen menores que el correspondiente a la condición de transporte neumático. Debido a que la diferencia de presión entre la parte superior del lecho y la base sobre el distribuidor debe mantenerse constante para que las partículas no sean arrojadas del lecho, éste debe expandirse para reducir la fricción ejercida por el fluido, determinando la formación de *bolsones* de gas, prácticamente carentes de partículas en su interior, que ascienden a través del lecho a una velocidad determinada por el balance de fuerzas de inercia y de flotación ejercidas por el resto del lecho. De esta manera, el lecho se compone prácticamente de dos fases: la denominada *fase densa* o *emulsión*, en la cual la velocidad del gas tendrá un valor U_D (expresada por unidad de área de fase densa), y una segunda fase, discontinua en sí, formada por los bolsones de gas que se conoce como *fase burbuja*, en virtud de la semejanza de su forma con burbujas gaseosas en una masa líquida.

Realizando un balance de fuerzas en la condición de mínima fluidización, ignorando las que se ejercen sobre la pared del recipiente, resulta la siguiente expresión:

$$-\Delta p = g \left[\rho_g \delta_{mf} + \rho_p (1 - \delta_{mf}) \right] H_{mf} \quad (2.1a)$$

donde δ_{mf} y H_{mf} son, la porosidad y la altura del lecho en la condición de mínima fluidización; ρ_g y ρ_p las densidades del gas y del sólido, respectivamente.

Se define la presión piezométrica, mediante la relación

$$\mathcal{P} = p + \rho_g g l \quad (2.1b)$$

siendo l la distancia vertical desde una posición de referencia hasta la correspondiente a la coordenada vertical donde se está evaluando \mathcal{P} . De esta forma, se puede escribir, la siguiente relación para $\Delta\mathcal{P}$:

$$\Delta\mathcal{P} = \mathcal{P}_1 - \mathcal{P}_2 = p_1 - p_2 + (l_1 - l_2) \rho_g g \quad (2.1c)$$

en la cual el subíndice "1" denota la posición superior del lecho y el "2" la cercana al distribuidor, entre las cuales se evalúa $\Delta\mathcal{P}$. Introduciendo la expresión (2.1c) en (2.1a), resulta

$$-\frac{\Delta\mathcal{P}}{H_{mf}} = g (\rho_p - \rho_g) (1 - \delta_{mf}) \quad (2.2)$$

$\Delta\mathcal{P}$ puede relacionarse con la velocidad superficial del gas mediante la ecuación de Ergun [2],

$$-\frac{\Delta\mathcal{P}}{H_{mf}} = \frac{\mu^2 (1 - \delta_{mf})}{\rho_g d_p \delta_{mf}^2} \left[150 \text{Re}_{mf} (1 - \delta_{mf}) + 1.75 \text{Re}_{mf}^2 \right] \quad (2.3a)$$

Reemplazando (2.3a) en (2.2) resulta,

$$\text{Re}_{mf} = \left[(43 [1 - \delta_{mf}])^2 + 0.57 \delta_{mf}^3 \text{Ar} \right]^{0.5} - 43 (1 - \delta_{mf}) \quad (2.3b)$$

donde Re_{mf} y Ar son los números de Reynolds, en condiciones de mínima fluidización, y de Arquímedes:

$$\text{Re}_{mf} = \frac{\rho_g U_{mf} d_p}{\mu}; \quad \text{Ar} = \frac{d_p^3 \rho_g (\rho_p - \rho_g) g}{\mu^2} \quad (2.4a)$$

Si bien la ecuación (2.4a) puede utilizarse con el fin de evaluar U_{mf} , en la práctica resulta conveniente contar con expresiones

que no requieran el valor de la porosidad de mínima fluidización, que puede variar, en principio, entre 0.4 y 0.5. Algunos autores han incorporado en sus correlaciones el efecto de esta porosidad y no se necesita conocer su valor para evaluar U_{mf} . Por ejemplo, en base a un significativo conjunto de datos experimentales, Baeyens y Geldart [3] propusieron la siguiente expresión:

$$Ar = 1823 Re_{mf}^{1.07} + 21.7 Re_{mf}^2 \quad (2.4b)$$

que puede aproximarse, teniendo en cuenta que generalmente el valor de Ar será conocido, mediante la siguiente ecuación que permite el cálculo directo de Re_{mf}

$$Re_{mf} = - 57.09 + (1920 + 0.0564 Ar^{1/1.07})^{0.535} \quad (2.4c)$$

Un aspecto que diferencia la fluidización por gas de aquella que tiene lugar cuando el agente fluidizante es un líquido consiste en que, en este último caso, la expansión mencionada para $U > U_{mf}$ ocurre de manera homogénea, mediante un aumento de la distancia media entre las partículas. Esta fluidización se conoce como *uniforme*, mientras que la que tiene lugar con formación de burbujas se denomina *agregativa*.

Cuando las partículas fluidizadas son muy pequeñas, ($d_p < 0.1$ mm) puede observarse una fluidización uniforme, aunque el lecho sea fluidizado por un gas, en un intervalo de valores de velocidad superficial del mismo que puede definirse como

$$U_{mf} < U < U_{mb}$$

siendo U_{mb} la *velocidad de mínimo burbujeo*, una propiedad dependiente del tamaño de partícula. La diferencia ($U_{mb} - U_{mf}$) crece cuando disminuye el tamaño de partícula; por ejemplo, Barreto [4] cita que para sólidos de $d_p = 0.098$ mm, ($U_{mf} = 0.63$ cm/s), el valor de U_{mb} es de 0.72 cm/s, ($U_{mb} - U_{mf}$) = 0.09; mientras que para partículas de $d_p = 0.056$ mm, ($U_{mf} = 0.17$ cm/s), $U_{mb} = 0.61$, con lo cual ($U_{mb} - U_{mf}$) = 0.44.

Aunque existen numerosas correlaciones para evaluar U_{mb} [4], en la práctica, los lechos fluidizados gas-sólido, excepto con partículas muy pequeñas, presentan comportamiento agregativo.

Con respecto a la existencia de las burbujas, su interfase con la fase densa es la consecuencia del pasaje de un flujo gaseoso que atraviesa la burbuja, ingresando por su base. La fig. 2.3a muestra

esquemáticamente esta situación para el caso hipotético de una burbuja inmóvil sobre la cual cae una corriente descendente de sólidos.

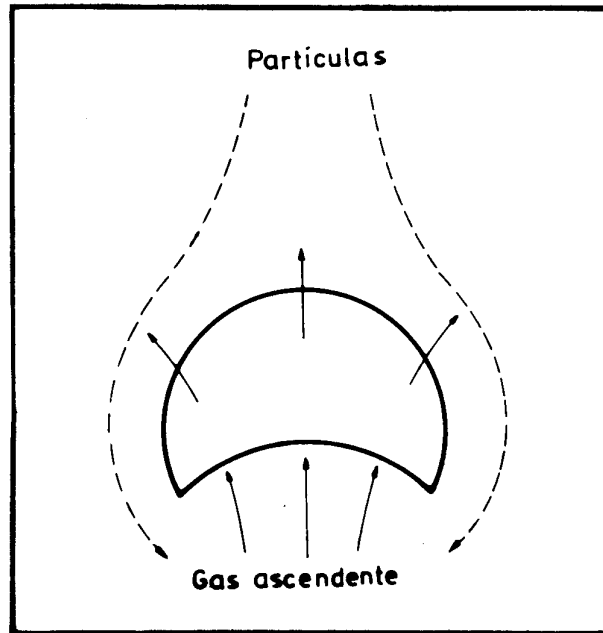


Fig. 2.3a Flujo ascendente de gas (—) y descendente de sólidos (---) sobre una burbuja inmóvil.

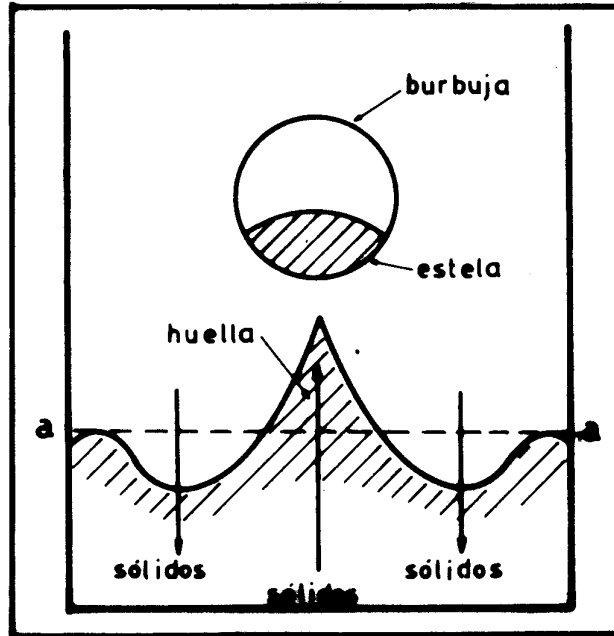


Fig. 2.3b Esquema de las zonas denominadas "estela" y "huella" generadas al pasar una burbuja por una determinada posición horizontal.

Las partículas deben desviar su trayectoria (línea de trazos) debido al flujo de gas emergente. La fig. 2.3b representa una situación ideal consistente en un lecho en condiciones de mínima fluidización al que se "inyecta" una burbuja. Una fracción de partículas (zona rayada) asciende en forma solidaria a la base de la burbuja, conformando la denominada *estela* de la misma; finalmente será depositada en la superficie libre del lecho. Cierta cantidad de partículas se desplazará en sentido descendente a fin de mantener el balance de sólidos en el recipiente. El pasaje de burbujas tiene un segundo efecto sobre los sólidos, que consiste en generar un movimiento ascendente en las partículas que se encuentran sobre su línea de paso, mientras que una corriente descendente de sólidos alejada vuelve a compensar este cambio. Las partículas originalmente ubicadas en una posición horizontal determinada, ocuparán finalmente una región que se conoce como *huella* de la burbuja (fig. 2.3b).

En lechos reales, las burbujas interactúan considerablemente entre sí [5-7], con las paredes del recipiente y con elementos sumergidos, lo cual dificulta el análisis y correlación de datos experimentales de sus propiedades medias. De esta forma, en estos sistemas existe menor grado de conocimiento y desarrollo que en el caso de una burbuja aislada, lo cual es explicable por el alto número de variables involucradas y dificultades experimentales [7]. Una revisión importante de las diferentes características fluidodinámicas que presenta la fluidización agregativa ha sido realizada por Clift y Grace [8].

Debido a la incidencia de la presencia de las burbujas en el comportamiento global del lecho, es necesario tener presente que el conocimiento de propiedades de las burbujas, tales como *flujo volumétrico total*, F_B , velocidad lineal de ascenso, u_B , diámetro medio, d_B , fracción volumétrica de burbujas en el lecho, f_B , y frecuencia de pulsación, ν_B , será un aspecto fundamental a considerar para modelar cualquier proceso de transferencia de materia o calor en lechos fluidizados.

La cantidad de burbujas en el lecho puede estimarse mediante el flujo volumétrico de las mismas, partiendo de la denominada *Teoría de las dos fases* propuesta en 1952 por Toomey y Johnstone [9]. Esta teoría postula que la diferencia de velocidades superficiales de operación, U , y de mínima fluidización, U_{mf} , constituye la velocidad superficial de las burbujas, U_B :

$$U_B = U - U_{mf} \quad (2.5a)$$

donde, si A es el área transversal del lecho, $(U_B A)$ es el flujo volumétrico de burbujas.

La ecuación (2.5a) se basa en la suposición de que el estado fluidodinámico y las propiedades de la fase densa son iguales a las existentes en el lecho en condiciones de fluidización incipiente. En consecuencia, la porosidad de la fase densa δ_D , de acuerdo a la "Teoría de las dos fases" se considera igual a la porosidad existente en condiciones de mínima fluidización, δ_{mf} . Sin embargo, una primera corrección a (2.5a) debe plantearse teniendo en cuenta que, en un lecho con fluidización agregativa, el área transversal del mismo ocupado por la fase densa no es la total del lecho, sino que debe considerarse la presencia de las burbujas. De esta forma, la expresión (2.5a) admite una primera modificación que se expresa:

$$U_B = U - U_{mf}(1 - f_B) \quad (2.5b)$$

De acuerdo a la expresión (2.5b), el flujo volumétrico de gas en la fase densa, F_D , puede expresarse como:

$$F_D = A U_{mf} (1 - f_B) \quad (2.5c)$$

por lo cual, con respecto al área transversal ocupada por la fase densa, $[(1 - f_B) A]$, la velocidad del gas U_D , resulta:

$$U_D = F_D / (A (1 - f_B)) = U_{mf} \quad (2.5d)$$

La validez estricta de la ecuación (2.5a) ha sido cuestionada por muchos autores (por ejemplo, Grace y Clift [10]). Barreto [4] ha analizado estos trabajos y discutido la aplicabilidad de la Teoría de las dos fases, enfatizando el efecto de operaciones a alta presión. No obstante, la información dada por (2.5a) puede resultar muy útil en casos prácticos, si no se cuenta con información adicional.

Para la evaluación de las propiedades que determinan el comportamiento fluidodinámico de las burbujas, existen varias correlaciones en bibliografía, presentándose aquí algunas de ellas.

La velocidad lineal de ascenso de burbujas puede estimarse mediante expresiones del tipo

$$u_B = \eta (g d_B / 2)^{0.5} \quad (2.6a)$$

en la cual η es un coeficiente dependiente de las condiciones de operación.

Puede considerarse, si no se posee su valor, que el mismo es aproximadamente igual a la unidad, lo que corresponde a la situación de una burbuja aislada [7], aunque puede ser mucho mayor para partículas muy pequeñas [4]. Para partículas grandes ($d_p > 1$ mm), Hillgardt y Werther [11] desarrollaron la siguiente correlación:

$$u_B = 0.71 (g d_B)^{0.5} / (1 - f_B) \quad (2.6b)$$

estimándose el diámetro de burbuja mediante la ecuación

$$d_B = 0.0123 \left[1 + 27 (U - U_{mf}) \right]^{0.33} \left(1 + 6.84 \Phi \right)^{0.5} \quad (2.7a)$$

La expresión empírica de Darton y colab. [12], para estimar d_B en el caso de sólidos de $d_p > 0.1$ mm, incluye el área del distribuidor por orificio, A_0 :

$$d_B = 0.54 g^{-0.2} (U - U_{mf})^{0.4} (\Phi + 4 A_0^{0.5})^{0.8} \quad (2.7b)$$

Tanto (2.7a) como (2.7b) predicen un crecimiento del tamaño de burbujas con el flujo gaseoso en exceso sobre U_{mf} , que implica el cumplimiento de la Teoría de las dos fases. También puede advertirse que ambas expresiones predicen un crecimiento de la burbuja con la altura sobre el distribuidor, Φ , debido al fenómeno de coalescencia entre las mismas.

La fracción volumétrica de burbujas puede estimarse, una vez determinadas U_B y u_B , mediante la relación

$$f_B = U_B / u_B \quad (2.8)$$

En capítulos posteriores se presentan correlaciones para evaluar f_B , en función de U , sin necesidad de disponer de los valores de U_B y u_B .

La frecuencia de pulsación ν_B (número de burbujas que pasan por un punto determinado, por unidad de tiempo), se puede expresar de la siguiente forma

$$\nu_B = \frac{U_B}{V_B} S_{Bh} \quad (2.9a)$$

siendo V_B el volumen ocupado por una burbuja y S_{Bh} su superficie proyectada sobre el plano horizontal. Si se adopta para la burbuja la configuración de un sector esférico que ocupa 3/4 partes del volumen de su envolvente, y teniendo en cuenta la expresión (2.5a), ν_B puede calcularse como

$$v_B = 1,817 (U - U_{mf}) / d_B \quad (2.9b)$$

Como se ha descrito, el comportamiento de un lecho fluidizado por gas, depende de las características y propiedades físicas del sólido y del gas. Adicionalmente está estrechamente vinculado con la geometría y dimensiones del recipiente, lo cual conduce a que muchas veces la obtención de correlaciones adecuadas esté asociada con la posibilidad de contar con datos experimentales hallados prácticamente en escala industrial.

2.3. Fundamentos de la transferencia de calor entre un lecho fluidizado y una superficie sumergida

2.3.1. Recirculación de sólidos y su efecto sobre el comportamiento térmico

El pasaje de las burbujas a través del lecho es la causa de la alta velocidad de recirculación de los sólidos en el mismo, fenómeno que posee fundamental importancia para dotar al lecho fluidizado de su más destacable característica desde el punto de vista de la transferencia de calor: la uniformidad de temperatura. Esta condición, factible además debido a la alta capacidad calorífica de los sólidos, es una propiedad deseable en muchas operaciones físicas y químicas. Los mismos mecanismos que producen la uniformidad de temperatura, promueven altos coeficientes de transferencia hacia objetos sumergidos, confinando los gradientes de temperatura a una estrecha región en las inmediaciones de la superficie de intercambio.

En la sección 2.2 se ha descrito el movimiento de sólidos provocado por el ascenso de una burbuja, dando lugar a las zonas denominadas estela y huella (fig. 2.3.b). De esta forma, el movimiento de sólidos es consecuencia directa del de las burbujas, viéndose afectado por todos los factores que incidan en la magnitud de éste, y reflejándose finalmente en el proceso de transferencia de calor en el lecho.

La distribución del flujo de burbujas depende fuertemente de las características geométricas del sistema, tales como posición y naturaleza del distribuidor de gas y relación altura-diámetro del recipiente (H/D_L).

En escala de laboratorio se utilizan placas porosas como distribuidores, mientras que industrialmente se emplean campanas de

burbujeo o placas perforadas. El tipo de distribuidor es determinante del tamaño de las burbujas generadas, el cual incidirá luego en su ascenso a través del lecho y en el movimiento de sólidos inducido. El dispositivo debe tener la cantidad de orificios suficiente para asegurar uniformidad local en la distribución y a nivel de toda la sección transversal del lecho, debiendo proveer una pérdida de carga adecuada para evitar canalizaciones del flujo y zonas muertas [13]. Un análisis detallado de la influencia del tipo de distribuidor ha sido realizado por A. B. Whitehead [14], en el que se evidencia la atenuación de los efectos del mismo cuando se incrementa la velocidad superficial del gas.

Con respecto a la relación altura/diámetro del lecho, la fig. 2.4 muestra un esquema cualitativo de la distribución global del flujo de burbujas y sólidos en dos lechos de diferente relación (H/D_L), [15-17]. La fig. 2.4a corresponde a lechos de (H/D_L) relativamente grande. Para este caso, en la zona del distribuidor se establece una corriente de burbujas que se concentra alejada del eje del lecho. Sobre las paredes y en menor medida sobre la línea central (parte inferior) se tiene un flujo de sólidos descendente. A mayor altura, el efecto de coalescencia hace desplazar las burbujas hacia el eje, donde la probabilidad de interactuar con sus vecinas es mayor que sobre las paredes (debido a la mayor cantidad de burbujas vecinas).

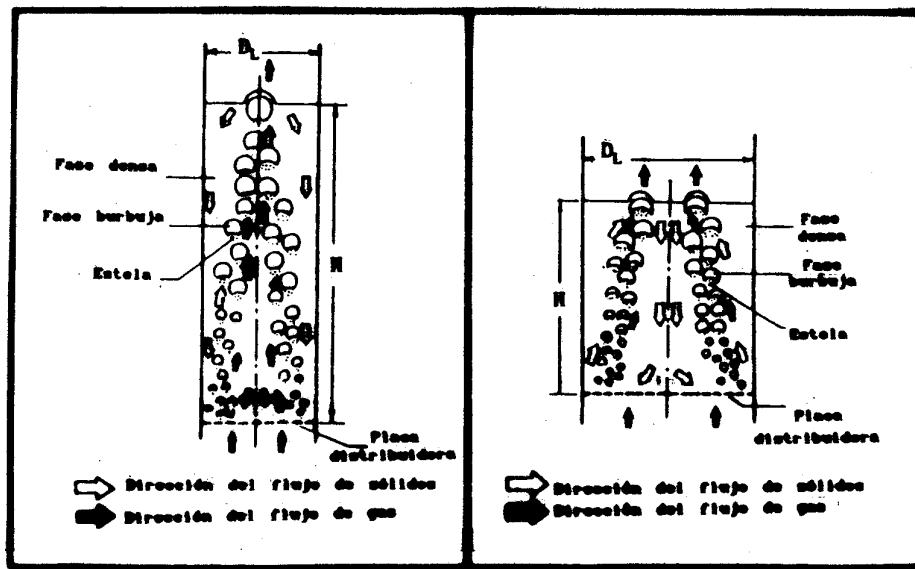


Fig. 2.4 Flujo de burbujas y sólidos
a.- Lechos esbeltos ($H/D_L > 2$)
b.- Lechos relativamente anchos ($H/D_L < 2$)

Por otra parte, la fig. 2.4b muestra el caso de un lecho de pequeña relación (H/D_L). A diferencia del caso anterior, se observa la presencia de un flujo descendente de sólidos desde la superficie libre del lecho en la zona del eje del lecho y no sobre las paredes. Cada situación particular presentará una distribución particular de flujos de burbujas y sólidos, que se asemejará a las descritas de acuerdo al valor de (H/D_L) correspondiente. La discusión precedente permite apreciar que la distribución de burbujas (y consecuentemente de sólidos) presenta fuertes no uniformidades, tanto en sentido radial como axial, que se traducirán, en última instancia, en variaciones del coeficiente de transferencia de calor en diferentes puntos del lecho.

2.3.2. Descripción del proceso de transferencia de calor hacia superficies sumergidas.

2.3.2.1. Representación física del sistema en estudio

Cuando una superficie, cuya temperatura T_w se considera uniforme en toda su extensión, se encuentra sumergida en un lecho fluidizado, podrá intercambiar calor con porciones de fase densa y con las burbujas. La velocidad de transferencia de calor resultante será una consecuencia de ambos procesos.

Con el fin de describir el fenómeno global, puede utilizarse el concepto de *paquetes* o *agregados* de fase densa, originalmente utilizado por Mickley y Fairbanks [18], fig. 2.5. Estos agregados son conjuntos de partículas y gas intersticial que se mueven por efecto del pasaje de burbujas, como se ha visto en la subsección precedente, con propiedades iguales a las del lecho en condiciones aproximadas a las de mínima fluidización. Su temperatura es la temperatura promedio de lecho T_p , valor que mantendrán hasta el instante en que contactan a la superficie de intercambio. En ese instante, se transfiere calor hacia (o desde) la pared de la superficie mediante un mecanismo esencialmente transiente. El contacto del agregado con la pared se extiende durante un lapso denominado *tiempo de contacto*, t_c , en el cual se supone que las partículas no se mueven, y finaliza cuando el pasaje de una burbuja remueve al agregado de su ubicación y lo impulsa hacia el seno del lecho, donde retomará el nivel térmico promedio del mismo.

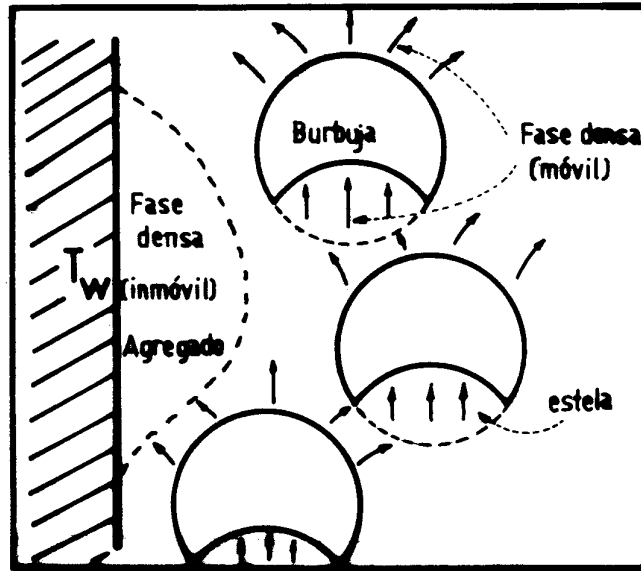


Fig. 2.5 Visualización de la existencia de agregados en contacto con la superficie sumergida.

En general, no todos los agregados tendrán necesariamente el mismo tiempo de contacto, existiendo una *distribución* de este parámetro, $f(t_c)$. De esta forma, el producto $[f(t_c) dt_c]$ cuantificará la fracción de todos los agregados con un tiempo de contacto comprendido entre t_c y $(t_c + dt_c)$, evaluada cuando el agregado se aleja de la superficie. Considerando un intervalo $[0, t_c]$, la integración en el mismo de la fracción $[f(t_c) dt_c]$ permite definir la *Función de distribución de tiempos de contacto acumulativa*, $F(t_c)$, mediante

$$F(t_c) = \int_0^{t_c} f(t'_c) dt'_c \quad (2.10a)$$

que computará la fracción de agregados cuyo tiempo de contacto se encuentra entre 0 y t_c .

En un instante dado, un agregado que se halle sobre un determinado punto de la pared de la superficie sumergida, tendrá un *tiempo de permanencia o edad "t"* en esa posición. Realizando un relevamiento para sucesivos intervalos de tiempo sobre el mismo punto de la pared, se tendrá una *distribución local de edades*, $E(t)$, que representa la probabilidad de que la

edad de un agregado sobre la superficie esté comprendida en el intervalo $(t, t + dt)$. Es evidente que un agregado, para poder tener una edad t , deberá tener un tiempo de contacto t_c que, como mínimo, debe ser igual a t .

Como se verá posteriormente, la función $E(t)$ debe utilizarse para evaluar el valor promedio temporal (local) de la velocidad de transferencia de calor entre la pared y el agregado. No obstante, el conocimiento de la función distribución de edades para un determinado sistema no es inmediato, y, si bien existen algunos autores que reportan haber ajustado resultados experimentales con $E(t)$ dada por funciones tales como Gamma o Exponencial [19-22], existe alta incertidumbre sobre la misma. Si la distribución de tiempos de contacto $f(t_c)$ fuese conocida, es posible determinar $E(t)$ mediante la relación [19, 23]:

$$E(t) = \frac{1 - F(t)}{\bar{t}_c} \quad (2.10b)$$

donde $F(t)$ se evalúa mediante la ec. (2.10a). \bar{t}_c es el *tiempo de contacto medio*, primer momento de la distribución $f(t_c)$. Este parámetro ha sido correlacionado con las condiciones fluidodinámicas y geométricas del lecho por varios autores (por ejemplo, Bock [24], Baskakov y colab. [25], Thring [26]), cuyas expresiones se incluirán en capítulos posteriores.

Existen algunos trabajos que reportan el uso de funciones $f(t_c)$ dadas por la función Exponencial o Log-normal, aunque se basan en un limitado número de experiencias [27], con lo cual, al igual que para el caso de $E(t)$, se tiene incertidumbre sobre la aplicabilidad de las mismas. La metodología más usual, para introducir $E(t)$ en la evaluación de la velocidad promedio de transferencia, que se adoptará en este trabajo, consiste en calcular \bar{t}_c mediante correlaciones y luego considerar que todos los agregados poseen igual tiempo de contacto, dado por el valor \bar{t}_c . Esta situación corresponde a una distribución de tiempos de contacto dada por la función pulso, definida mediante la función *Delta de Dirac* [23]

$$f(t_c) = \delta(t_c - \bar{t}_c) = \begin{cases} 0 & \text{si } t_c \neq \bar{t}_c \\ \neq 0 (\rightarrow \infty) & \text{si } t_c = \bar{t}_c \end{cases} \quad (2.10c)$$

que debe cumplir la condición:

$$\int_0^t \delta(t_c - \bar{t}_c) dt_c = \begin{cases} 0 & \text{si } t < \bar{t}_c \\ 1 & \text{si } t > \bar{t}_c \end{cases} \quad (2.10d)$$

con lo cual, $E(t)$, mediante (2.10b), se expresará como

$$E(t) = \begin{cases} 1/\bar{t}_c & \text{si } t < \bar{t}_c \\ 0 & \text{si } t > \bar{t}_c \end{cases} \quad (2.10e)$$

que representa una distribución uniforme de edades.

Finalmente, en este trabajo se considerará que todos los puntos de la superficie de intercambio poseen igual distribución de edades, como fue propuesto originalmente por Mickley y Fairbanks [18].

2.3.2.2. Expresión de la velocidad de transferencia de calor

Considerando la superficie sumergida de la fig. 2.5, a temperatura T_w , y siendo S el área expuesta de la misma, la velocidad de transferencia de calor, Q vendrá dada por

$$Q = h S (T_F - T_w) \quad (2.11a)$$

donde h es el coeficiente global de transferencia de calor entre el lecho y la superficie sumergida. El valor de Q será determinado por las velocidades de transferencia asociadas a la fase densa, Q_D , y a las burbujas, Q_B , convenientemente ponderadas. Si se considera que tanto los agregados como las burbujas se ponen en contacto con la superficie, y se supone que la fracción volumétrica de burbujas media (para el nivel por sobre el distribuidor donde se encuentra la superficie) es coincidente con la fracción de tiempo que la superficie contacta burbujas [28-30], lo que en la práctica es correcto, se puede escribir el flujo $q = Q/S$ de la siguiente forma

$$q = q_D (1 - f_B) + q_B f_B \quad (2.11b)$$

siendo $q_D = Q_D/S$ y $q_B = Q_B/S$. Si h_D y h_B son los coeficientes de transferencia de calor globales de la fase densa y de las burbujas, definidos por

$$h_D = \frac{q_D}{(T_F - T_w)} ; \quad h_B = \frac{q_B}{(T_F - T_w)} , \quad (2.11c)$$

introduciendo las ecuaciones (2.11c) en (2.11b) y teniendo en cuenta (2.11a) se obtiene la siguiente expresión para h,

$$h = h_D (1 - f_B) + h_B f_B \quad (2.11d)$$

El valor de h_D puede calcularse a partir de su valor instantáneo $h_D^i(t)$ y de la distribución de edades, $E(t)$, mediante la ecuación:

$$h_D = \int_0^{\infty} h_D^i(t) E(t) dt \quad (2.11e)$$

La capacidad de las burbujas de transferir calor es mucho menor que la correspondiente a la fase densa, fundamentalmente debido a la diferencia de capacidades caloríficas de sólido y gas. Por esta razón h_D será siempre mucho más importante que h_B , y generalmente dominará el proceso global.

Es útil mencionar en este punto, cualitativamente, la dependencia del coeficiente h con la velocidad superficial U (fig. 2.6), ya que la misma es sumamente apropiada para caracterizar el proceso de transferencia de calor lecho-superficie. Luego de alcanzar la condición de mínima fluidización, se observa un rápido crecimiento de h con U hasta llegar a un máximo, para luego disminuir gradualmente. El aumento inicial se debe a la disminución del tiempo de contacto, t_c ; la misma provoca un marcado incremento h_D que incide fuertemente en el crecimiento de h. Posteriores incrementos de U determinan un aumento de h en forma más lenta, provocado por el crecimiento de f_B , que va restando influencia al término $[h_D (1 - f_B)]$ (aunque individualmente h_D pueda continuar creciendo por disminuir t_c). Este efecto adverso, finalmente predomina, debido a la menor magnitud de $(h_B f_B)$, comenzando la lenta disminución de h con U. Existen diferentes correlaciones para estimar el valor de U correspondiente al máximo coeficiente de transferencia, que se denotará U_{opt} [53]. Puede citarse, por ejemplo, la correlación de Chen y Pei, [31]:

$$Re_{opt} - Re_{mf} = \begin{cases} 0.215 Ar^{0.40} & \text{si } 20 < Ar < 2 \cdot 10^4 \\ 0.060 Ar^{0.52} & \text{si } 2 \cdot 10^4 < Ar < 10^7 \end{cases} \quad (2.12)$$

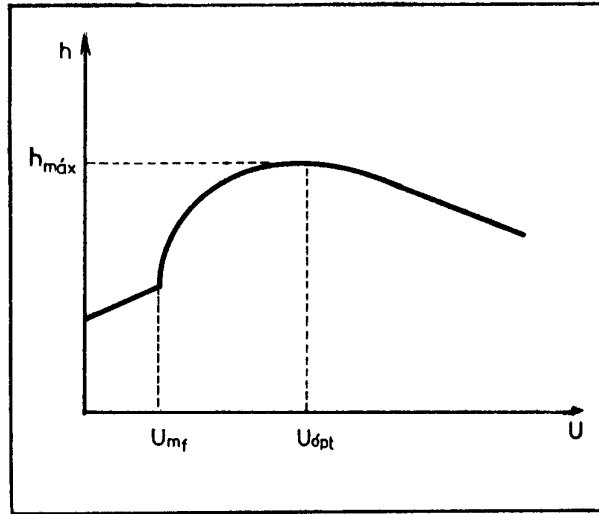


Fig. 2.6 Variación del coeficiente de transferencia de calor h con la velocidad superficial del gas.

2.3.3.- Mecanismos elementales que intervienen en la transferencia de calor

En esta sección se realizará una descripción pormenorizada de los fenómenos que se presentan en el intercambio de calor entre un lecho fluidizado y una superficie sumergida, que servirá como base a las consideraciones sobre modelos que se realizarán en el Capítulo III.

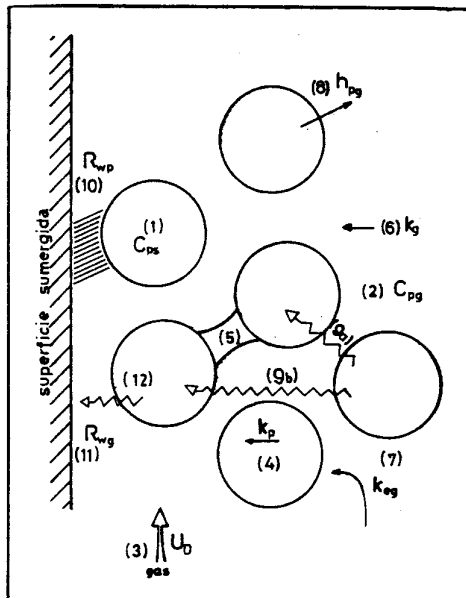


Fig. 2.7a Representación de los mecanismos actuantes en la transferencia de calor fase densa-superficie.

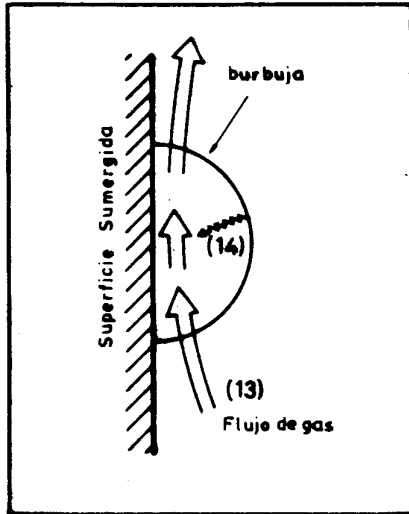


Fig. 2.7b Representación de los mecanismos actuantes en la transferencia de calor fase burbuja-superficie.

Las figuras 2.7a y 2.7b esquematizan los distintos mecanismos que actúan cuando, al ponerse en contacto un agregado de fase densa (2.7a) y las burbujas (2.7b) con una sección vertical de la superficie sumergida, se transfiere calor hacia (o desde) la misma.

FASE DENSA

Durante el contacto de un agregado con la superficie, los siguientes mecanismos y fenómenos participarán en el transporte de calor entre ambos:

■ Acumulación de calor

1) en el sólido:

Debido a la alta capacidad calorífica volumétrica de los sólidos, C_{ps} , este fenómeno será de fundamental importancia en la absorción transiente de calor.

2) en el gas intersticial de la fase densa:

Análogamente, esta capacidad de acumular energía para la masa de gas, dependerá de la capacidad calorífica volumétrica del mismo, C_{pg} , evidentemente mucho menor que C_{ps} .

3) en la corriente del gas intersticial:

En este caso, el mecanismo de convección permite la acumulación de calor en la dirección del flujo de gas, dependiente de la capacidad calorífica C_{pg} y de la velocidad superficial del gas en la fase densa, U_D .

■ Transporte de calor hacia la superficie en el seno del agregado:

4) por conducción en el sólido:

Dependerá del valor de la conductividad térmica del material sólido, k_p , usualmente alta.

5) por conducción en los filetes de gas estanco:

Este mecanismo involucra la conducción a través de las pequeñas cantidades de gas prácticamente inmóvil que rodean los puntos de contacto entre partículas. Su magnitud dependerá de la conductividad térmica del gas k_g y del espesor promedio del volumen lenticular de gas estanco.

6) por conducción en el gas intersticial:

Estará representado por la conductividad del gas, k_g , y además por la fracción del mismo presente en la fase densa, directamente proporcional a la porosidad, δ_D .

7) por deflexiones del flujo de gas generadas en el medio de partículas en la dirección normal a la superficie de intercambio:

Este mecanismo involucra un transporte de calor hacia la superficie originado por las deflexiones que tiene que sufrir la masa ascendente de gas, con respecto a su dirección principal, para sortear el obstáculo que significan las partículas. La componente de velocidad en el sentido transversal al flujo principal será proporcional a U_D y determinará la magnitud del transporte de calor, conjuntamente con C_{pg} y la extensión que recorre el fluido en cada lateralización, del orden de d_p . La cuantificación del efecto provocado por este mecanismo se realiza en el Capítulo IV.

8) entre las partículas y el gas:

Este proceso se representa usualmente por un coeficiente de transferencia de calor entre sólido y gas, h_{pg} . Para el gas, la transferencia desde el sólido constituye una fuente (o sumidero) de calor que impide la relativamente rápida variación de temperatura, que de otro modo sufriría (debido a su baja C_{pg}). El coeficiente h_{pg} tiene, usualmente, la magnitud suficiente para que la temperatura del gas acompañe a la de las partículas, excepto en las cercanías de la pared. La dependencia de h_{pg} con las condiciones de operación y su determinación se analizan en el Capítulo IV.

9) por radiación

9a) *entre partículas adyacentes*

9b) *entre partículas no adyacentes, (a través de "más de un hueco")*

En ambos casos se considerará que el gas prácticamente no absorbe ni emite radiación. El comportamiento del mismo como un medio perfectamente transparente ha sido adoptado y justificado por muchos autores [32, 33, 124, 125], sobre la base del pequeño espacio de gas que debe atravesar la radiación desde la superficie de una partícula hasta incidir sobre otra. En el Capítulo V se lleva a cabo el estudio y evaluación del transporte de calor por radiación.

■ Transferencia de calor sobre la pared de la superficie

10) desde el sólido:

Las partículas adyacentes a la pared de la superficie de intercambio transfieren calor hacia (o desde) la misma a través de una resistencia térmica localizada en la zona adyacente a la superficie, R_{wp} . La magnitud de esta resistencia es determinante de la magnitud del calor transferido a través del sólido y su naturaleza ha sido muy discutida en la bibliografía [34]. Diversas hipótesis tratan de explicar la presencia de esta resistencia sobre la pared, algunas basadas sobre la existencia de una separación entre la misma y la primera capa de partículas, otras incluyendo los efectos debidos a la rugosidad de la superficie de las partículas y de la pared. Tales consideraciones son analizadas en el Capítulo III. No obstante, es importante señalar aquí que, en general, esta resistencia sobre la pared para la transferencia desde el sólido se ha correlacionado considerando que el número de Nusselt correspondiente, Nu_{wp} es constante,

$$\text{Nu}_{wp} = \frac{h_{wp} d_p}{k_g} = \text{constante} \quad (2.13a)$$

En tal caso, el coeficiente de transferencia para el sólido sobre la pared, h_{wp} resulta inversamente proporcional al diámetro de partícula.

Si se analiza la velocidad de transferencia a través de esta resistencia, que puede escribirse como

$$q_p = h_{wp} (T_{pw} - T_w) \quad (2.13b)$$

donde T_{pw} es la temperatura promedio (sobre t_c) de las partículas adyacentes a la pared, es posible definir una componente $h_{p,D}$ del coeficiente h_D , debida al proceso de transferencia a través del sólido, utilizando la fuerza impulsora que define q_D en las ecuaciones (2.11c). De esta forma, resulta

$$h_{p,D} = \frac{h_{wp} (T_{pw} - T_w)}{(T_F - T_w)} \quad (2.14)$$

11) desde el gas intersticial:

Este mecanismo puede considerarse como la transferencia de calor a través de una capa límite discontinua de gas (debido a la presencia de partículas) de espesor Δ_{wg} , desarrollada sobre la pared, y dependerá fuertemente de U_D , k_g , C_{pg} y d_p . En el capítulo IV se analiza el significado de este mecanismo y su evaluación.

Análogamente a lo hecho con el sólido, podrá definirse la componente debida al gas de la fase densa, $h_{g,D}$, del coeficiente h_D a la transferencia de calor. Si T_{gw} es la temperatura representativa promedio en t_c del gas en la región adyacente a la superficie, $h_{g,D}$ se podrá expresar de la siguiente forma

$$h_{g,D} = \frac{h_{wg} (T_{gw} - T_w)}{(T_F - T_w)} \quad (2.15)$$

12) por radiación desde las partículas:

Este mecanismo consiste en el intercambio de calor radiante entre las partículas adyacentes a la superficie sumergida, cuya

temperatura representativa se ha denominado T_{pw} , y la superficie. El flujo radiante neto promedio sobre t_c , a nivel de la pared, $q_{rad,D}$, permitirá definir la componente correspondiente a la radiación, $h_{rad,D}$, del coeficiente global de la fase densa h_D

$$h_{rad,D} = \frac{q_{rad,D}}{(T_F - T_w)} \quad (2.16)$$

Considerando la interacción de los mecanismos descriptos, el coeficiente h_D puede escribirse de la siguiente forma

$$h_D = h_{p,D} + h_{g,D} + h_{rad,D} \quad (2.17)$$

FASE BURBUJA

De manera análoga a lo descrito para el caso del intercambio de calor entre un agregado y la superficie, cuando ésta se encuentra en contacto con una burbuja (fig. 2.7b), se transferirá calor esencialmente por dos mecanismos:

13) convección del gas:

En la sección 2.2 se describió el flujo de gas que ingresa por la base y atraviesa la burbuja (fig. 2.3a). Esta masa de gas lleva asociada una capacidad de transporte de calor que estará determinada por C_{pg} y por la velocidad efectiva del gas en el interior de la burbuja. Estos aspectos serán analizados en el Capítulo IV.

14) por radiación:

La interfase de la burbuja con la fase densa presenta partículas que son mantenidas en esa posición por el flujo de gas emergente. Se constituye así una cavidad (cara interna de la burbuja-pared de la superficie) que permite actuar al mecanismo radiante. Esta situación se discute en el Capítulo VII.

Los mecanismos (13) y (14) determinarán el valor del coeficiente h_b (ec. 2.11c) que representa el aporte global de la fase burbuja a la transferencia de calor, y puede expresarse [45]

$$h_B = h_{g,B} + h_{rad,B} \quad (2.18)$$

Luego, el coeficiente h se obtiene a partir de la ecuación (2.11d) teniendo en cuenta que, debido a que la zona de penetración térmica desde la pared es normalmente más pequeña que el tamaño de las burbujas y de los agregados, las contribuciones h_D y h_B pueden evaluarse por separado.

A partir de la ecuación (2.11d), reemplazando h_D y h_B , de acuerdo a las ecs. (2.17) y (2.18) se obtiene la siguiente expresión para h ,

$$h = \left(h_{p,D} + h_{g,D} + h_{rad,D} \right) (1 - f_B) + \left(h_{g,B} + h_{rad,B} \right) f_B \quad (2.19a)$$

Observando los términos de la ec. (2.19a), resulta factible reagruparlos de forma tal que se reúnan las componentes que interpretan mecanismos de transporte debidos al gas, al sólido y radiantes, respectivamente. Se definen así las componentes h_g , h_p y h_{rad} del coeficiente h , mediante las siguientes expresiones:

$$h_p = h_{p,D} (1 - f_B) \quad (2.19b)$$

$$h_g = h_{g,D} (1 - f_B) + h_{g,B} f_B \quad (2.19c)$$

$$h_{rad} = h_{rad,D} (1 - f_B) + h_{rad,B} f_B \quad (2.19d)$$

que conducen a escribir h como

$$h = h_p + h_g + h_{rad} \quad (2.20)$$

Para finalizar esta sección se considera útil mencionar cierta terminología que es usual en la bibliografía específica aunque no siempre se utiliza con un mismo significado.

En algunos trabajos puede encontrarse la denominación *contribución convectiva del sólido* aludiendo a la componente h_p del coeficiente h [42]. Sin embargo, también se la aplica para definir el efecto producido por la recirculación de sólidos (por esto el término "convectiva") de generar un mecanismo de transferencia de calor por conducción transiente en las partículas, debido al tiempo de contacto.

De manera análoga a lo indicado para el caso del sólido, existen trabajos en los cuales la incidencia de la velocidad

superficial U_D sobre los mecanismos que involucran al gas, se identifica como *contribución convectiva del gas* a la transferencia de calor, mientras que en otros se emplea esta denominación para el coeficiente h_g [42].

En este trabajo no se utilizarán estas denominaciones en forma indistinta, identificándose las componentes de h (o h_D) como tales. En caso de utilizar términos como "contribución" se hará en un contexto que permita apreciar el significado correcto.

2.3.4. Interpretación de mecanismos en el seno de la fase densa (lejos de la pared).

En la sección 2.3.3 se han mencionado los mecanismos elementales que se presentan en el fenómeno de transferencia de calor estudiado. Se ha señalado que muchos de ellos se interpretan a través de ciertos parámetros cuyo significado y predicción se tratará en los diferentes capítulos de este trabajo. Adicionalmente, algunos de los mecanismos que se han presentado individualmente pueden representarse, en el desarrollo de modelos, en forma conjunta, con el fin de disminuir la complejidad de los planteos y de las ecuaciones resultantes. Esta consideración unificada de más de un mecanismo se realiza definiendo convenientemente parámetros *efectivos* que representen la acción conjunta de los mecanismos correspondientes. Los parámetros que se mencionarán a continuación son *conductividades efectivas*, que usualmente se utilizarán en modelos de tipo pseudo-continuo (Cap. III).

Es importante notar que en la zona alejada de la pared (seno de la fase densa), los gradientes de temperatura serán más suaves que en las adyacencias de la misma, provocando que existan diferencias poco importantes de temperatura entre las fases sólida y gaseosa. En estas condiciones, es factible representar el transporte de calor mediante una conductividad efectiva para el medio.

Los mecanismos de conducción (4) y (5) (sección 2.3.3) actúan en serie, y es usual considerarlos en conjunto mediante un parámetro efectivo denominado *conductividad efectiva del sólido*, k_{ep} , que representará el efecto resultante de los procesos de conducción sobre el sólido mismo y en la zona de gas estanco alrededor de los puntos de contacto entre partículas. El gas estanco está tan rodeado de sólidos que desempeña un rol más orientado a tener continuidad o contacto térmico con éste que con el gas que fluye en los huecos vecinos; constituye el único medio por el cual el sólido conduce hacia la pared, actuando como "puente" para la conducción

partícula- partícula. El mecanismo conductivo combinado partícula/filete de gas estanco es el determinante de la conducción en el seno de la fase densa y actúa en serie con la resistencia sobre la pared, R_{wp} .

Los mecanismos (6) y (7) actúan en paralelo y su participación puede condensarse en la llamada *conductividad efectiva del gas*, k_{eg} , que será la suma de la conducción en el gas intersticial ($\delta_D k_g$) y de un término $k_{eg,conv.}$ que representa el mecanismo (7):

$$k_{eg} = \delta_D k_g + k_{eg,conv.} \quad (2.21a)$$

La forma del término $k_{eg,conv.}$ puede verse, por ejemplo, en la correlación de Yagi y Kunii [38], ec. (T3) de la Tabla 4.1 del Cap. IV.

La conductividad efectiva estanca, k_e° , permite agrupar todos los procesos conductivos que ocurren cuando en el medio de partículas no se tiene movimiento de fluido (mecanismos 4, 5 y 6). El mecanismo 6, actúa en paralelo con los mecanismos seriados 4-5, por lo cual, k_e° se expresará mediante ecuaciones de la forma

$$k_e^\circ = \delta_D k_g + k_{ep} \quad (2.21b)$$

Existen numerosas correlaciones en bibliografía para k_e° [39-41,99], las que a su vez permiten evaluar k_{ep} a través de (2.21b).

Debido a que, en principio, puede considerarse que la radiación actúa en paralelo con los procesos conductivos, es usual hallar en bibliografía trabajos en los cuales se incorpora a la conductividad efectiva del medio, un término que representa el transporte de energía radiante, k_{rad} . Considerando los mecanismos conductivos 4, 5 y 6, el convectivo 7 y los radiantes, la conductividad efectiva k_e podrá tener la forma

$$k_e = k_e^\circ + k_{eg,conv.} + k_{rad} \quad (2.21c)$$

2.3.5. Dependencia de la velocidad de transferencia con variables fundamentales: temperatura, presión y diámetro de partícula.

En esta sección se presentan algunas consideraciones con relación a la influencia que las variables mencionadas ejercen sobre los

diferentes mecanismos descritos en 2.3.3 y 2.3.4.

En la sección 2.3.4 se ha descrito cómo el transporte de energía en el seno de la fase densa puede representarse mediante la utilización de una conductividad efectiva. Cuando se intenta analizar el comportamiento del lecho en cuanto a la transferencia de calor frente a cambios en las variables fundamentales: presión, temperatura y tamaño de partícula, es ineludible observar la variación de los procesos de transferencia sobre la pared. Dichos procesos, interpretados por las resistencias $R_{wp} = 1/h_{wp}$ y $R_{wg} = 1/h_{wg}$ para el sólido y gas, respectivamente, actúan en serie con los correspondientes al seno de la fase densa (tanto del sólido como del gas, representados por k_{ep} y k_{eg}) y en paralelo entre sí.

En la fig. 2.8 se presenta la variación del máximo coeficiente $h_{m\acute{a}x}$ con d_p , mostrándose además el efecto de la temperatura y la presión de operación sobre el mismo [43]. Además, el gráfico incluye las componentes h_g y h_p , habiéndose ignorado la componente radiante h_{rad} . Debido a que el coeficiente h_B es siempre mucho menor que h_D , la forma de la curva $h_{m\acute{a}x}$ vs. d_p estará determinada por la influencia de las variables consideradas sobre h_D .

Adicionalmente, sólo los coeficientes sobre la pared h_{wp} y h_{wg} permiten definir el efecto que tendría el tamaño de partícula sobre $h_{p,D}$ y $h_{g,D}$ debido a que, en el seno, se tendrá un efecto global para el medio, que no resulta mayormente discriminable.

A muy bajos d_p puede observarse que $h_{p,D} \gg h_{g,D}$, puesto que h_{wp} es alto para pequeños d_p (ec. 2.13a) mientras que h_{wg} resulta muy pequeño en virtud de los bajos valores de $U_D = U_{mf}$.

Cuando el diámetro de partícula aumenta, h_{wp} decrece y simultáneamente h_{wg} crece, predominando el primer efecto. Esto provoca que h_D disminuya, hasta aproximadamente $d_p = 1.5$ mm. Posteriores incrementos de d_p invierten la forma de la curva, dado que prevalece el aumento de h_{wg} .

También puede observarse en la fig. 2.8 que, alrededor de $d_p = 1.5-2$ mm ambas componentes del coeficiente h poseen magnitud similar.

Cuando la presión de operación aumenta (curvas "2") la componente del gas $h_{g,D}$ se ve adicionalmente incrementada: h_{wg} crece debido al aumento de la capacidad calorífica volumétrica del gas, mientras que h_{wp}

prácticamente no varía. El mínimo de la curva de $h_{m\acute{a}x}$ se desplaza hacia menores valores de d_p .

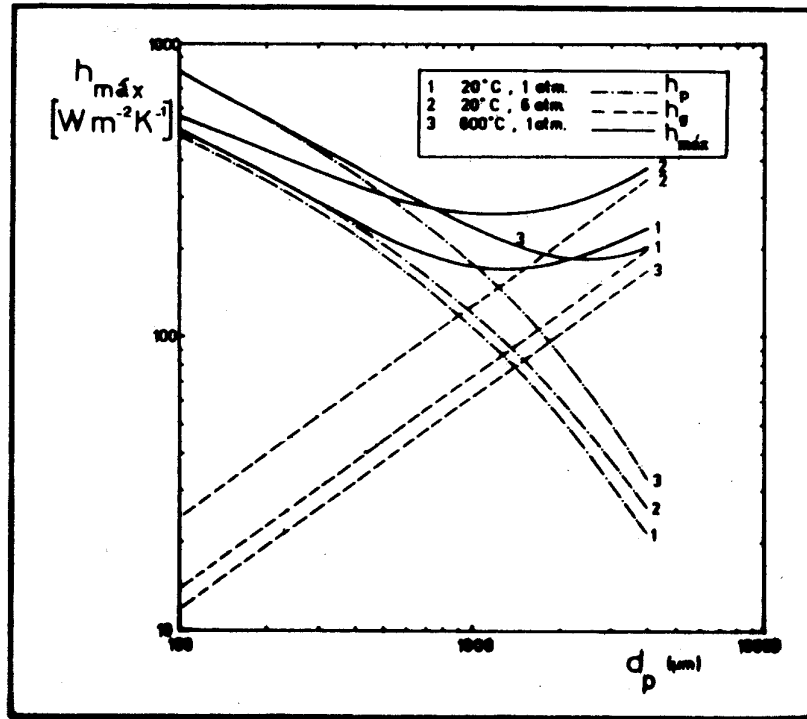


Fig. 2.8 Efecto del tamaño de partícula, presión y temperatura sobre $h_{m\acute{a}x}$. Extraído de Botterill y colab. [43].

El incremento de la temperatura provoca un crecimiento de h_{wp} debido al crecimiento de k_g . La influencia sobre h_{wg} es más compleja y aunque éste se vea favorecido por el aumento de k_g se produce una disminución del coeficiente como consecuencia de la disminución de la capacidad calorífica volumétrica del gas y de U_D (decrece por disminuir Ar, ec. 2.4a). Consecuentemente, el mínimo de la curva $h_{m\acute{a}x}$ vs. d_p se desplaza ahora hacia valores mayores de d_p (curva "3").

Con respecto al valor límite de d_p a partir del cual pueda considerarse que la componente $h_{g,D}$ sea dominante y defina el valor de h_D , el mismo se ubica aproximadamente en $d_p = 2-3$ mm, (en estos niveles de d_p

las partículas se consideran "grandes"). Maskaev y Baskakov [102] comprobaron que, a presión y temperatura ambientes, para partículas fluidizadas de $d_p \geq 3$ mm, la contribución de los mecanismos debidos al gas es prácticamente responsable del total de la velocidad de transferencia de calor.

Finalmente, cabe analizar cuál es la importancia relativa de los procesos, operando en serie, sobre la pared y en el seno de la fase densa. A tal fin, resulta útil observar la relación

$$R = \frac{h_{wp} + h_{wg}}{k_e}$$

Si $R \rightarrow 0$, el control del proceso global estará en los mecanismos sobre la pared, ocurriendo lo inverso para $R \rightarrow \infty$. En el primer caso, la fase densa permanecerá esencialmente isotérmica (a T_p) (en particular, las partículas que aportan la mayor capacidad calorífica). Ello ocurrirá para valores altos de d_p ($d_p \geq 1.5-2$ mm), fundamentalmente por la disminución de h_{wp} , aunque cuantitativamente debe tenerse en cuenta que todos los parámetros que definen la relación R varían con d_p . La situación inversa tiende a prevalecer para valores de $d_p < 0.5$ mm.

Si bien las descripciones anteriores no incluyen los efectos radiantes, éstos sólo tendrán importancia a valores elevados de la temperatura del lecho. El valor a partir del cual la radiación comienza a tener relativa importancia es aproximadamente 500-600 °C [29, 37, 44], aunque debe señalarse que este límite depende de la magnitud de las contribuciones del sólido y gas a la transferencia de calor.

CAPITULO III

MODELOS PARA LA TRANSFERENCIA DE CALOR ENTRE LA FASE DENSA Y UNA SUPERFICIE SUMERGIDA

3.1. Introducción

PARTE I

3.2. Análisis de modelos para la transferencia de calor en la fase densa

3.2.1. Antecedentes

3.2.2. Clasificación y descripción de modelos previos

3.3. Modelo propuesto

3.3.1. Descripción de los elementos básicos del modelo

3.3.2. Formulación matemática

3.4. Expresiones para evaluar los parámetros conductivos, h_{wp} y h_L .

3.4.1. Coeficiente de transferencia de calor entre la pared y el primer estrato de partículas, h_{wp} .

3.4.2. Coeficiente de transferencia entre estratos, h_L .

PARTE II

3.5. Expresiones predictivas para el coeficiente total, h (o h_D).

Apéndice III.1

Dependencia de $Nu_{máx}$ con Ar .

CAPITULO III

MODELOS PARA LA TRANSFERENCIA DE CALOR ENTRE LA FASE DENSA Y UNA SUPERFICIE SUMERGIDA

3.1. Introducción

En el Capítulo II se han mencionado diversos factores que influyen sobre la magnitud de la velocidad de transferencia de calor entre un lecho fluidizado y una superficie sumergida: tamaño y propiedades de las partículas, propiedades del gas, dimensiones y geometría del recipiente, y variables operativas tales como presión y temperatura.

La interpretación mediante un modelo matemático del proceso de transferencia de calor resultante de la interacción de los mecanismos mencionados en 2.3.3, y la correcta consideración en el mismo de los efectos debidos a factores constitutivos y operativos del sistema, reviste una tarea compleja. La utilidad del modelo planteado y de las eventuales predicciones del coeficiente de transferencia de calor hacia superficies sumergidas que de él se deriven, dependerá de su capacidad para extenderse sobre amplios rangos de valores de las variables operativas, manteniendo la confiabilidad en los resultados obtenidos. Por lo tanto, resulta esencial para la aceptabilidad de todo modelo propuesto, su contrastación con mediciones experimentales en condiciones operativas disímiles y aun extremas que permitan convalidar su comportamiento.

La determinación de h_B será considerada en el Capítulo IV, centrándose aquí el análisis en el modelado de la transferencia térmica a través de la fase densa.

La simplificación adoptada en muchos trabajos existentes en bibliografía, consistente en evaluar en forma desacoplada las tres componentes de h_D (ec. 2.17) y, consecuentemente, también de h , (ec. 2.20) no es válida en el planteo de una situación general. Una condición típica en la cual no se cumple la independencia de efectos de las tres contribuciones corresponde a la fluidización de partículas de tamaño intermedio ($d_p \approx 0.5$ - 1 mm) a altas presiones y temperaturas elevadas. La componente convectiva del gas se verá incrementada por el crecimiento de su capacidad calorífica volumétrica, debido a la alta presión, y el transporte radiante cobrará relevancia por el elevado nivel térmico. El tamaño de los sólidos hará que la perturbación térmica se manifieste hasta profundidades mayores que el diámetro

de partícula debido al valor relativamente bajo de la resistencia sobre la pared, como se describió en el Capítulo II, determinando la generación de un perfil no plano de temperaturas en el sólido.

La razón por la cual condiciones operativas como la mencionada en el párrafo precedente no han merecido un mayor análisis en la bibliografía específica puede residir en que, para partículas de $d_p < 0.5$ mm, la componente del sólido, h_p , es dominante. Los reactores catalíticos de lecho fluidizado operan, usualmente, con estos valores de d_p , por lo cual, en parte también han constituido un motivo para que la mayoría de las investigaciones realizadas hasta la mitad de la década del '70 fuese enfocada hacia modelar y correlacionar el transporte de calor en el sólido. En estos trabajos, la consideración de las contribuciones del gas y del transporte de energía radiante se realiza de manera desacoplada, aceptando su virtual independencia, lo cual no introduce errores considerables puesto que, de todos modos, son mucho menos significativas que la contribución del sólido.

Como se ha mencionado en el Capítulo I, los procesos de combustión y gasificación de materiales carbonáceos en lechos fluidizados han sido estudiados y revisten interés desde fines de la década del '70, generando la necesidad de llevar a cabo el análisis de la transferencia de calor en sistemas de partículas "grandes" ($d_p > 2$ mm) y en operaciones a alta presión.

En cuanto a la transferencia radiante, los trabajos dedicados a evaluar su contribución a la transferencia calor presentan grandes divergencias en planteos, resultados y conclusiones [45]. Puede observarse que la representación e interpretación del fenómeno global de transferencia de calor analizado mediante un modelo matemático versátil, que constituya una adecuada vía de evaluación de la magnitud de la velocidad de transferencia térmica lecho-superficie en cualquier condición operativa exige que el mismo sea concebido involucrando la presencia e interacción de los mecanismos descriptos en la sección 2.3.3.

En este capítulo se analizará la modelización del proceso de transferencia desde la fase densa hacia la pared del dispositivo de intercambio, desarrollándose el planteo de un modelo mecanístico que permita cuantificar adecuadamente las contribuciones del sólido, gas y transferencia de calor radiante, en forma simultánea.

El presente capítulo se dividirá en dos partes. La primera permitirá analizar diferentes modelos propuestos por otros autores para

la fase densa, ordenados en función de sus características (sección 3.2). En las secciones 3.3.1 y 3.3.2 se desarrollará la descripción de elementos y formulación del modelo que se propone. Los parámetros conductivos del sólido, involucrados en el modelo se explicitan y analizan en la sección 3.4, finalizando en ella la Parte I. En la Parte II, sección 3.5, se realiza una breve referencia a expresiones predictivas para h , existentes en la bibliografía, de distinta naturaleza, que se considera necesario incluir a fin de visualizar el marco en el que se inscribe el objetivo de este trabajo.

PARTE I

3.2. Análisis de modelos para la transferencia de calor en la fase densa

3.2.1. Antecedentes

Entre los primeros trabajos en los que se intentó interpretar el proceso de transferencia de calor en lechos fluidizados hacia objetos sumergidos, puede mencionarse el de Leva y colab. [46]. Estos autores, de manera análoga a otros que emprendieron el estudio de estos sistemas con anterioridad a la década del '70, no reconocieron la importancia de la absorción transiente de calor por el sólido. Postularon que el proceso de transferencia de calor es de naturaleza estacionaria a través de una capa límite gaseosa de espesor global Δ_G , definiendo el coeficiente de transferencia h , mediante la expresión

$$h = \beta_L k_g / \Delta_G \quad (3.1)$$

donde β_L es una constante específica. Los altos valores de coeficientes h observados se explicaron por la destrucción de la capa límite generada por el movimiento de las partículas.

Levenspiel y Walton [47], sobre un planteo similar al anterior, obtuvieron dos expresiones simples para evaluar Δ_G , una para condiciones de flujo laminar y otra para flujo turbulento. No obstante, el ajuste de las mismas con datos experimentales requirió la introducción de modificaciones empíricas a la precaria ecuación (3.1).

Wicke y Fetting [48] esbozaron un reconocimiento del rol de las partículas, adicionalmente a la consideración de la capa límite

gaseosa. Supusieron la existencia de una capa de partículas con movimiento paralelo a la superficie de intercambio que recibía todo el calor transferido a través de una capa de gas adyacente a la superficie. No obstante, los valores predichos se alejaban marcadamente de sus resultados experimentales.

Con posterioridad, los distintos autores consideraron la naturaleza transiente del proceso en el sólido, aunque en casos como Wasan y Ahluwalia [49], se supuso a la fase gaseosa como agente responsable de la absorción de calor.

Las experiencias simultáneas de transferencia de calor y materia llevadas a cabo por Ziegler y Brazelton [50], evidenciaron claramente el efecto de la absorción transiente de calor por las partículas. En las mediciones se utilizaron partículas no absorbentes, por lo que si el único agente responsable de la transferencia de calor fuese el fluido, se debía cumplir la analogía de Chilton y Colburn [51], $j_H = j_D$. Los autores afirman que, bajo las condiciones analizadas, sólo una fracción entre 5 y 15% de la transferencia de calor total es debida al fluido, invalidando las hipótesis de trabajos previos en relación al protagonismo del gas. Gelperin y Einstein [52] reafirmaron esta conclusión, reportando que los coeficientes predichos por ecuaciones del tipo (3.1) se apartan en más del 500% de los resultados experimentales.

Analizando ahora desarrollos más recientes, se encuentra que en una gran cantidad de trabajos se han modelado y analizado experimentalmente situaciones operativas en las cuales una de las componentes de h_D mencionadas en el Capítulo II resulta dominante, especialmente las correspondientes al sólido y al gas [53,54]. Sin embargo, las expresiones predictivas propuestas se limitan, en su mayoría, al rango de las variables operativas usado en las determinaciones experimentales. De esta forma no se ha logrado aun la racionalización de la abundante información experimental disponible y la generación de correlaciones confiables para los intervalos de interés de las variables fundamentales: temperatura, presión y tamaño de partículas.

3.2.2. Clasificación y descripción de modelos previos

Los primeros modelos que reconocen la absorción transiente de calor por las partículas centraron su concepción en el análisis de la componente de h_D debida al sólido, $h_{p,D}$, planteando las ecuaciones de balance de energía durante el tiempo en que las partículas se hallan en contacto con la superficie.

Cuando se plantea un modelo mecánico para analizar el fenómeno de transferencia de calor en la fase densa, es necesario adoptar un determinado enfoque para describir la misma. Las alternativas excluyentes consisten en una descripción continua o discontinua de dicha fase. La primera alternativa involucra representarla como si fuese un medio homogéneo con variación de sus propiedades en forma continua mientras que un tratamiento discontinuo sobre la fase densa implica la discretización de la misma de alguna forma, como se describirá posteriormente.

- *Modelos para la componente del sólido, $h_{p,D}$:*

En base a los conceptos mencionados, los modelos que fundamentalmente se han basado en el análisis de la contribución del sólido, se pueden clasificar de acuerdo al Cuadro I que se muestra a continuación.

Modelos para la componente del sólido (SC y D)

Modelos Seudo-continuos (SC)	$\left\{ \begin{array}{l} SC_1. \text{ con propiedades uniformes} \\ SC_2. \text{ con propiedades variables} \end{array} \right.$
Modelos Discontinuos	

Cuadro I.- Clasificación de modelos para $h_{p,D}$

Antes de analizar individualmente los diferentes tipos de modelos que se citan en el cuadro precedente, es necesario realizar una consideración acerca de los mismos. Si bien se los divide en función del enfoque dado a la descripción de la fase densa, los mismos fueron planteados en su mayoría para interpretar la contribución del sólido. Como se ha mencionado en el Capítulo II, la contribución de la fase densa para partículas pequeñas ($d_p < 0.5 \text{ mm}$) corresponde esencialmente a la del sólido y, por lo tanto, estos modelos interpretarán fundamentalmente ésta última. Además, como se apreciará, ninguno de ellos incluye la consideración de la contribución convectiva del gas.

Características principales de los modelos SC y D:

Modelos pseudo-continuos: en estos modelos, el transporte de energía a través de la fase densa se representa mediante ecuaciones diferenciales a derivadas parciales.

Mickley y Fairbanks [18] propusieron originalmente un modelo de estas características, el cual describe a la fase densa como un medio continuo con propiedades uniformes (modelo del tipo SC₁ en el Cuadro I), en el que no se distinguen entre sí las temperaturas del sólido y del gas. Esta condición es equivalente a considerar que el coeficiente de transferencia entre las fases, h_{pg} es suficientemente grande. Este fue el primer trabajo en el que se introdujo la definición de "agregados" para este tipo de sistemas, descrito en la sección 2.3.2 aplicando el concepto de renovación superficial [55]. En los agregados, la porosidad, densidad, conductividad térmica y capacidad calorífica son constantes, y sus valores se suponen iguales a los del lecho en condiciones de mínima fluidización.

Los autores plantean el balance de energía considerando a los agregados como un medio semi-infinito, ignorando toda resistencia a la transferencia de calor sobre la pared de la superficie sumergida.

La ecuación gobernante de la transferencia de calor que se utilizó corresponde a la que considera la conducción no estacionaria en una dimensión.

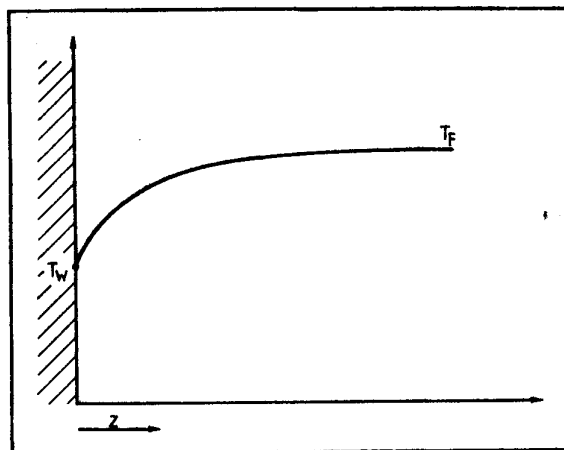


Fig. 3.1 Perfil de temperatura en la fase densa representado mediante el modelo de Mickley y Fairbanks [18].

Si z es la dirección perpendicular a la pared de la superficie de intercambio (Fig. 3.1), la cual permanece a T_w , resulta:

$$C_{pD} \frac{\partial T}{\partial t} = k_D \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (3.2)$$

siendo la condición inicial

$$t = 0 \quad T(z) = T_F \quad (3.3)$$

en la cual T_F es la temperatura promedio del seno del lecho.

Las condiciones de contorno utilizadas fueron:

$$z \rightarrow \infty \quad T = T_F \quad (3.4)$$

$$z = 0 \quad T = T_w \quad (3.5)$$

En la ecuación (3.2), k_D es la conductividad térmica de la fase densa (agregado), que se consideró igual a la conductividad efectiva estanca, $k_e^\circ = \delta_D k_g + k_{ep}$ (descrita en la sección 2.3.4) y δ_D es la porosidad de la fase densa.

La capacidad calorífica del agregado, C_{pD} fue calculada mediante la expresión siguiente:

$$C_{pD} = C_{ps}(1 - \delta_D) + C_{pg} \delta_D \quad (3.6)$$

Teniendo en cuenta que el término $(C_{pg} \delta_D)$ en la ecuación (3.6) resulta despreciable, el valor de la capacidad calorífica del agregado está definido fundamentalmente por el correspondiente al sólido. Análogamente, al evaluar la conductividad efectiva, la componente debida al gas intersticial $(k_g \delta_D)$ es también muy pequeña, resultando $k_D \cong k_{ep}$. En consecuencia, puede concluirse que el modelo de Mickley y Fairbanks evalúa en realidad la contribución del sólido como se anticipó al comienzo de esta sección.

A partir de las ecuaciones precedentes, la componente del sólido del coeficiente de transferencia de calor instantáneo $h_{p,D}^i$ se evalúa mediante la expresión:

$$h_{p,D}^i (T_F - T_w) = k_D \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0}, \quad (3.7a)$$

resultando

$$h_{p,D}^i = \left(\frac{k_D C_D}{\pi t} \right)^{0.5} \quad (3.7b)$$

en la cual "t" es el tiempo de permanencia del agregado sobre la pared (edad) tal como se definió en la sección 2.3.2.1. Considerando una determinada distribución de edades, E(t), en cada punto de la superficie de intercambio se tendrá un valor promedio temporal de la componente local $h_{p,D}^{loc}$ definida, de acuerdo a la expresión (2.11e) por

$$h_{p,D}^{loc} = \int_0^{\infty} h_{p,D}^i(t) E(t) dt \quad (3.8)$$

que puede expresarse, introduciendo (3.7b), de la siguiente forma

$$h_{p,D}^{loc} = (k_D C_{pD} \Omega)^{0.5} \quad (3.9a)$$

siendo Ω un parámetro, denominado por Mickley y Fairbanks *factor local de mezclado*, evaluado mediante la expresión:

$$\Omega = \frac{1}{\pi} \left[\int_0^{\infty} t^{-1/2} E(t) dt \right] \quad (3.10)$$

Como se señaló en 2.3.2.1, se supone que todos los puntos de la superficie tendrán igual valor de $h_{p,D}^{loc}$ (distribución espacial uniforme), con lo cual este valor corresponderá también al de la componente promedio sobre toda la pared de la superficie sumergida, $h_{p,D}$.

Reemplazando la función E(t) por la expresión correspondiente a una distribución pulso (ec. 2.10e), se obtiene la siguiente ecuación que permite evaluar $h_{p,D}$:

$$h_{p,D} = \left(\frac{4 k_D C_{pD}}{\pi \bar{t}_c} \right)^{0.5} \quad (3.11)$$

En lo sucesivo, salvo en casos específicamente señalados, el tiempo de contacto medio se escribirá suprimiendo la barra superior, ya que se tratará del valor único obtenido de expresiones predictivas.

El espesor de penetración térmica en el agregado puede definirse como el valor de z para el cual se produce el 95% de la caída de temperatura entre el valor T_F y el correspondiente a T_w .

El modelo de Mickley y Fairbanks predice velocidades de transferencia de calor razonables para altos valores del espesor de penetración térmica (esperables para altos tiempos de contacto o partículas pequeñas), donde el control del proceso global se encontrará en el seno de la fase densa, como se ha descrito en el Capítulo II. En esta situación la zona adyacente a la pared pierde importancia desde el punto de vista de la transferencia de calor con respecto al seno de la fase densa, que se constituye en la principal resistencia para el intercambio térmico.

Cuando los valores de tiempo de contacto son bajos, la perturbación térmica en el agregado se extiende a una profundidad z que es del orden del diámetro de partícula. En este caso, los coeficientes de transferencia resultantes de la expresión de Mickley y Fairbanks son excesivamente altos, tendiendo a infinito conforme t_c se aproxima a cero. Este resultado no es convalidado por las mediciones experimentales, lo cual es una consecuencia de haber ignorado los efectos de la pared sobre el proceso global de transferencia de calor en la formulación del modelo.

Teniendo en cuenta esta situación, Baskakov [56] propuso incluir una resistencia térmica adicional localizada sobre la pared, R_{wp} , para la transferencia de calor hacia (o desde) las partículas, modificando la formulación original de Mickley y Fairbanks. Esta resistencia tendría en cuenta los efectos debidos a la variación en las propiedades del agregado en la zona adyacente a la pared y fue considerada, en principio, independiente del tiempo. Como se expresó en la sección 2.3.3, R_{wp} corresponde a la inversa del coeficiente de transferencia sobre la pared para el sólido, h_{wp} . La condición de contorno (3.5) debe reemplazarse entonces por otra que considere la presencia de la resistencia $R_{wp} = 1/h_{wp}$, que puede escribirse

$$z = 0 \quad k_D \frac{\partial T}{\partial z} = h_{wp} (T - T_w) \quad (3.5')$$

De esta forma, resulta para la componente $h_{p,D} = h_{wp} (T(0) - T_w)$, promedio en el tiempo de contacto t_c , la siguiente expresión:

$$h_{p,D} = \frac{h_{wp}}{\tau} \left[\operatorname{erfc} \tau^{0.5} \exp(\tau) - 1 + \frac{2}{\pi^{0.5}} \tau^{0.5} \right] \quad (3.12)$$

en la cual $\tau = t_c h_{wp}^2 / [k_D C_{pD}]$

Una expresión más simple que la (3.12), que aproxima los valores predichos por la misma con un error máximo del 5%, es

$$h_{p,D} = \frac{h_{wp}}{1 + (\pi/(4\tau))^{0.5}} \quad (3.13a)$$

o bien

$$h_{p,D} = \left[\frac{1}{h_{wp}} + \left(\frac{\pi}{4} \frac{t_c}{k_D C_{pD}} \right)^{0.5} \right]^{-1} \quad (3.13b)$$

la cual permite visualizar claramente la presencia de resistencias seriadas para la transferencia de calor: sobre la pared y en el seno de la fase densa.

El modelo descrito incluyendo la modificación de Baskakov, se encuadra también en la clase SC_1 , puesto que sus propiedades continúan siendo uniformes. Sus resultados convergen a los de Mickley y Fairbanks (ec. 3.11) para $t_c \rightarrow \infty$.

Yoshida y colab. [28,29] modificaron parcialmente el modelo original de Mickley y Fairbanks utilizando la teoría de la película-penetración de Toor - Marchello [57], considerando una longitud finita para el agregado en contacto con la pared, aunque conservan en la formulación la condición de contorno (3.5). Posteriormente, Koppel y colab. [22] propusieron un modelo similar al de Yoshida y colab., pero incorporando la condición de contorno (3.5'). No obstante, el análisis hecho en [22] muestra que la consideración de una longitud finita para el agregado resulta innecesaria para interpretar los resultados experimentales. Tanto el modelo de Yoshida y colab. como el de Koppel y colab. pertenecen al tipo SC_1 .

Kubie [58] y Kubie y Broughton [59] desarrollaron un modelo en el cual, si bien mantienen la concepción continua para la fase densa, incluyen la variación de porosidad en el sentido perpendicular a la superficie de intercambio en la región adyacente a la misma. Este planteo no requiere tener en cuenta la resistencia adicional R_{wp} , cuyo efecto es suplantado por la consideración de la variación de las propiedades termofísicas del medio con la coordenada z , mediante el uso de funciones que representan el cambio de porosidad con la misma, hasta una profundidad equivalente al diámetro de partícula. Este mismo enfoque, que se ubica en los modelos de tipo SC_2 fue

adoptado por Chandran y Chen [61]. Una dificultad que debe considerarse para el uso de los mismos es el importante esfuerzo computacional que conlleva su resolución numérica.

Los modelos que consideran propiedades uniformes para el agregado presentan una deficiencia considerable cuando se los utiliza en sistemas para los cuales el espesor de penetración térmica es pequeño. Inmediatamente después de la zona de localización de la resistencia R_{wp} , debe notarse que la presencia de la primera capa de partículas impone la consideración de una región de conductividad térmica elevada (el valor correspondiente esencialmente al sólido). Esta región desempeña un rol muy importante en la transferencia de calor, con lo cual, la adopción de una modalidad pseudo-continua, (cuya concepción asigna a esa zona la conductividad efectiva correspondiente a todo el medio, k_D , mucho menor que k_p), trae aparejado un error ineludible en la predicción del perfil de temperatura en las adyacencias de la superficie.

En la bibliografía, la utilización de modelos del tipo pseudo-continuo ha sido cuestionada inicialmente por Harakas y Beatty [60] cuando se aplican a sistemas operando con bajos tiempos de contacto, reportando evidencia de no concordancia entre sus datos experimentales y las predicciones de este tipo de modelo. Otros autores reafirman esta consideración, como puede observarse en el trabajo de Gloski y colab. [34].

Consecuentemente, el desarrollo de modelos discontinuos fue impulsado por las críticas al enfoque anterior, dando lugar al planteo de formulaciones sobre la base de partículas aisladas o estratos, que se mencionaran a continuación.

Modelos discontinuos: Los modelos agrupados en la clase D involucran una consideración discreta de los sólidos en la fase densa. Tal discretización presenta algunas variantes, en función de la modalidad elegida para tener en cuenta la discontinuidad. Si se parte del análisis de partículas individuales, se tendrá un tipo de modelo que corresponde a la clase D_1 en el Cuadro I. Alternativamente, puede considerarse que los sólidos se disponen en capas paralelas a la pared, adoptando para las capas una descripción que no individualice las partículas sino que, aquellas que se encuentren en una misma capa, conformarán un estrato sólido con propiedades uniformes.

Botterill y Williams [62] utilizaron la modalidad D_1 , resolviendo numéricamente las ecuaciones de transferencia de calor para una

partícula rodeada de gas inmóvil en contacto con una superficie de intercambio plana, durante un corto lapso de tiempo. Este planteo fue ampliado posteriormente por Botterill y Butt [63], considerando la transferencia hacia una superficie cubierta con partículas dispuestas en un arreglo espacial cúbico, hasta una profundidad equivalente a dos capas. En ambos casos sólo fue posible obtener aceptable concordancia de las predicciones con los valores experimentales correspondientes, cuando se incluye en la formulación una película de gas separando las primeras partículas de la pared, de espesor igual a la décima parte de d_p , que puede interpretarse como la resistencia R_{wp} , como se discutirá luego. Para altos valores de t_c , capas de sólido posteriores son alcanzadas por la perturbación térmica y los errores en los valores predichos del coeficiente de transferencia de calor frente a resultados experimentales, aumentan considerablemente.

Gabor [66] aplicó y extendió el tratamiento original de Botterill y Williams [62] a un medio compuesto por infinitas capas paralelas de partículas en arreglo ortorrómbico, manteniendo la resistencia impuesta por la eventual película gaseosa sobre la pared. Debido a la estructura del modelo, el costo computacional requerido resulta excesivamente alto.

Alternativamente, los modelos de estratos (D_2), consideran a los sólidos de la fase densa dispuestos en una serie de infinitos estratos paralelos a la pared de la superficie de intercambio, alternados con capas de gas, ambos con espesores característicos. Gabor [66] y Kolar y colab [67] propusieron un modelo de este tipo, en los cuales el espesor de la capa de gas adyacente a la pared fue ajustado para lograr una buena concordancia con los resultados experimentales.

En el Capítulo VI se realizará una comparación cuantitativa entre modelos de estratos y pseudo-continuos.

- *Modelos que consideran la componente del gas $h_{g,D}$:*

La contribución del gas en la fase densa a la transferencia de calor, cuantificada por $h_{g,D}$, ha merecido menor atención que la del sólido en las investigaciones existentes en bibliografía, fundamentalmente desde el punto de vista del planteo de modelos que la incluyan.

Una división de los modelos que permitan cuantificar la componente $h_{g,D}$ puede realizarse en función del perfil de temperatura en el sólido (resultante de los modelos precedentemente descriptos), de acuerdo al

Cuadro II:

Modelos para la contribución del gas (G)

Modelos (G)	{	G_1 . Evalúan $h_{g,D}$ sin considerar el perfil de temperatura resultante en el sólido (desacoplada)
		G_2 . Evalúan $h_{g,D}$ considerando el perfil de temperatura resultante en el sólido (acoplada)

Cuadro II.- Clasificación de modelos para evaluar $h_{g,D}$

Los modelos del tipo G_1 implican la evaluación de la contribución del gas a la transferencia de calor hacia (o desde) la pared, en forma desacoplada de la correspondiente al sólido. La posterior adición de las componentes resultantes, $h_{p,D}$ y $h_{g,D}$ (ecuación 2.17 sin considerar $h_{rad,D}$) se realiza sin tener en cuenta la interacción real de los mecanismos involucrados en ambas contribuciones.

Existen fundamentalmente dos concepciones que, si bien son opuestas en sí, permiten desacoplar los balances de energía del gas y las partículas: en primer término, si se considera $h_{pg} = 0$, se ignora por completo la interacción gas-sólido en la fase densa; alternativamente, suponiendo una velocidad de transferencia de calor muy alta entre el sólido y el gas ($h_{pg} \rightarrow \infty$), ambas fases tendrán la misma temperatura. En esta última situación, en rigor no se "desacoplan" las ecuaciones sino que se reduce el tratamiento al de una única fase compuesta.

Baskakov y colab. [25] propusieron una expresión para evaluar la componente global del gas, h_g , considerando $h_{pg} = 0$. Si bien la misma no es en realidad el resultado de un modelo, debido a que se generó en el ajuste de medidas experimentales de transferencia de materia, se la incluye aquí porque constituye un ejemplo claro de la no consideración de la interacción entre las fases sólida y gaseosa. Los autores correlacionaron los datos de Baskakov y Suprun [68] que midieron las velocidades de transferencia de materia desde elementos de naftaleno sublimando en lechos fluidizados de partículas no adsorbentes, y también los ya mencionados, correspondientes a transferencia de agua desde esferas hacia lechos de partículas pequeñas no adsorbentes, llevados a cabo por Ziegler y Brazelton [50]. La expresión

resultante para el correspondiente número de Nusselt, Nu_g , es la siguiente:

$$Nu_g = \frac{h_g d_p}{k_g} = \begin{cases} Nu_{g,m\acute{a}x} & , \text{ si } U > U_{opt} \\ Nu_{g,m\acute{a}x} \left(\frac{U}{U_{opt}} \right)^{0.3} & , \text{ si } U_{mf} < U < U_{opt} \end{cases} \quad (3.14a)$$

en la cual $Nu_{g,m\acute{a}x} = 0.009 Ar^{0.5} Pr^{1/3}$. Puede notarse que dadas las condiciones en que se realizaron las medidas, el coeficiente correlacionado h_g en las expresiones (3.14) incluye el aporte debido a las burbujas. U_{opt} es la velocidad superficial a la cual el coeficiente global h presenta un máximo, que puede estimarse a partir de la ecuación (2.12).

Los resultados obtenidos a partir de las ecs. (3.14) serán analizados en el Capítulo IV.

Gabor [69] propuso un modelo en el cual se evalúa la velocidad de transferencia de calor desde una superficie vertical sumergida hacia un flujo de gas que atraviesa un lecho en el cual la máxima velocidad superficial considerada es la de mínima fluidización; las partículas están posicionalmente fijas y, por lo tanto, la situación es equivalente a la transferencia de calor en un lecho fijo en estado estacionario. En este modelo, con respecto al proceso global de transferencia de calor, no se considera la renovación de la fase densa adyacente a la pared provocada por el pasaje de burbujas, por lo cual no sería aplicable a lechos con fluidización agregativa. El autor hace expresa mención de la limitación de su modelo a lechos en los cuales no se observe movimiento neto de las partículas (ausencia de burbujas), justificando el planteo del mismo en la existencia de algunos procesos muy específicos en los que el lecho operaría en condiciones de fluidización incipiente (reducción de UO_3 a UO_2 y conversión de UO_2 en UF_4).

El planteo de Gabor [69], se basa en las siguiente consideraciones:

- El flujo de calor por conducción puede expresarse en términos de una conductividad térmica efectiva, $k_e = k_{eg} + k_{ep}$, (ec. 2.21c, sin considerar efectos radiantes) y por lo tanto corresponde implícitamente a considerar $h_{pg} \rightarrow \infty$.
- Las propiedades estructurales y termofísicas del medio de partículas se consideran constantes,
- El gas atraviesa el lecho con velocidad uniforme y sin efectos dispersivos.

Para una superficie de intercambio cilíndrica en la

cual se cumpla la relación:

$$k_e L / (C_{pg} \rho_g U r^2) < 0,2 \quad (3.15a)$$

se obtiene la siguiente expresión para el coeficiente de transferencia de calor, en condiciones tales que $U \leq U_{mf}$, que se denotará h_{inc} :

$$h_{inc} = \left[\frac{4}{\pi} C_{pg} k_e \frac{U}{L} \right]^{0.5} + \frac{k_e}{2r} \quad (3.15b)$$

donde

L : longitud de la superficie sumergida (tubo)

r : radio de la superficie sumergida

k_e : conductividad térmica efectiva del lecho

En el modelo, los autores evalúan k_e mediante la correlación de Yagi y Kunii [38]:

$$k_e = k_e^\circ + 0.1 (C_{pg} d_p U) \quad (3.16)$$

en la cual puede identificarse en el segundo término del miembro de la derecha, la componente $k_{eg,conv}$ (ec. 2.21a). La conductividad efectiva estanca, k_e° , fue calculada mediante la expresión propuesta por Swift [70]:

$$k_e^\circ = 0.9065 \left(\frac{2}{(1/k_g) - (1/k_p)} \right) \left(\frac{k_p}{k_p - k_g} \ln \left(\frac{k_p}{k_g} \right) - 1 \right) + 0.0935 k_g \quad (3.17)$$

El autor halló una aceptable concordancia entre los valores predichos por el modelo y resultados experimentales propios, excepto para partículas grandes de acetato de celulosa ($d_p = 3,2$ mm), lo cual limita la aplicabilidad del modelo a valores de $Re < 230$.

Xavier y Davidson [71] y Barreto y colab. [72] suponen que la componente $h_{g,D}$ es igual a la correspondiente al lecho en condiciones de mínima fluidización, h_{inc} , evaluando la misma a partir del modelo de Gabor, (ec. 3.15b), reemplazando U por U_{mf} . Luego adicionan este valor a $h_{p,D}$ para obtener h_D . Como se ha mencionado, la utilización de la expresión (3.15b) para estimar $h_{g,D}$ no es conceptualmente correcta, y podría introducir errores considerables.

Botterill y Denloye [73] desarrollaron un modelo

similar al de Gabor [69], aunque en la región adyacente a la pared (que consideraron extendida una longitud equivalente a $d_p/2$) consideraron la variación de la porosidad. Al igual que Gabor, los autores plantean el análisis para $U \leq U_{mf}$, sobre la base de transferencia de la calor en estado estacionario en la masa de gas. Es importante remarcar que Botterill y Denloye [73] afirman que su modelo es aplicable aun para $U > U_{mf}$, si se acepta que el flujo de gas en exceso por sobre U_{mf} atraviesa el lecho en forma de burbujas; estiman así la componente $h_{g,D}$ como el valor existente en fluidización incipiente, h_{inc} , de manera análoga a lo realizado por Xavier y Davidson [71] y Barreto y colab. [72]. Como se ha señalado, tal evaluación es inadecuada y no es recomendable utilizar la expresión predictiva de estos autores en lechos fluidizados con burbujeo.

Ganzha y colab. [74] desarrollaron una teoría para la evaluación de $h_{g,D}$ suponiendo que esta componente es numéricamente igual al valor sobre la pared, h_{wg} . Se considera una capa límite adyacente a la pared y se adopta una distribución espacial de las partículas en celdas ortorrómbicas que ocasiona la interrupción de la capa límite en la mitad anterior de las partículas y su reconstitución en la posterior. Fuera de la capa límite, tanto el gas como el sólido se encuentran a T_F , por lo que se supone $h_{pg} \rightarrow \infty$ y adicionalmente se ignora la resistencia del seno de la fase densa. En consecuencia es, en efecto, $h_{g,D} = h_{wg}$, que luego adicionado a $h_{p,D}$ permite obtener h_D . Debido a que el modelo se planteó para partículas grandes, según se describió en el Capítulo II, las mismas permanecerán a T_F , con lo cual, las suposiciones resultan adecuadas para la situación en la que se desarrolló el análisis. No obstante, no diferenciando los campos de temperatura de sólido y gas, la formulación de Ganzha [74] no puede representar condiciones de h_{pg} finito. La correlación de Ganzha y sus resultados serán analizados en el Capítulo IV.

Glicksman y Decker [91] desarrollaron una expresión para la componente del coeficiente de transferencia de calor debido al gas, suponiendo que casi la totalidad del mismo fluye a través de la fase densa, sobre un razonamiento similar al de Ganzha y colab. [74], aunque posteriormente, Decker y Glicksman [97] explícitamente reconocen la división del flujo de gas en el correspondiente a la fase densa y a las burbujas, evaluando la contribución de cada fracción.

Un modelo que, en principio, reconoce la diferencia

de temperaturas entre el gas y el sólido fue desarrollado por Adams y Welty [75], aunque parte de la suposición de fase sólida isotérmica a T_F (por plantear la situación de partículas grandes exclusivamente), desacoplándose los balances de energía de sólido y gas. Por esta razón no puede ubicarse entre los modelos G_2 dado que no puede interpretar un caso general con perfil de temperatura no plano en el sólido. Este modelo, que fue concebido para velocidades superficiales de gas ligeramente superiores a U_{mf} , posee considerable complejidad y parte del planteo de las ecuaciones de cambio de cantidad de movimiento y energía a nivel microscópico, estimándose simultáneamente las resistencias sobre la pared correspondientes al sólido (R_{wp}) y al gas (R_{wg}). La componente h_g del coeficiente de transferencia, debida al flujo de gas en los canales intersticiales y en el interior de las burbujas es obtenida mediante la solución integral de las ecuaciones bidimensionales planteadas en la capa límite. El modelo requiere solución numérica y un minucioso conocimiento de la porosidad en las proximidades de la pared.

Con relación a los modelos del tipo G_2 , no se conocen planteos que incluyan en forma estrictamente acoplada las contribuciones del sólido y del gas a la transferencia de calor. El modelo desarrollado en la sección 3.3 del presente capítulo intenta cubrir ese espacio, considerando las ecuaciones de balance de calor en ambas fases y la correspondiente interacción entre las mismas.

- Modelos que consideran la transferencia de calor radiante:

El aporte radiante correspondiente a la fase densa ha merecido tratamientos disímiles, en las metodologías adoptadas en el planteo de modelos y en las conclusiones obtenidas, encontrándose gran dispersión en la información existente en bibliografía. Una forma de agrupar los modelos existentes para evaluar $h_{rad,D}$ se muestra en el Cuadro III.

Modelos para la contribución de la radiación (R)

Modelos	{	R_1 . Evalúan la componente radiante en forma desacoplada R_2 . Evalúan la componente radiante acoplada con la conducción en el sólido
---------	---	---

Cuadro III.- Clasificación de modelos para evaluar $h_{rad,D}$

En ciertos casos, los modelos hacen referencia a la componente radiante global $h_{rad} = h_{rad,D} + h_{rad,B}$ debido a que los autores no han separado el aporte de cada fase.

Las ecuaciones correspondientes a trabajos en los que la contribución radiante se evalúa en forma desacoplada (tipo R_1 en el Cuadro III) presentan algunas variantes como se describirá a continuación.

Para una situación general, Pell [13] propone utilizar la siguiente expresión para evaluar h_{rad} , también reportada por Botterill [78]:

$$h_{rad} = \frac{\sigma (T_F^4 - T_w^4) / (T_F - T_w)}{\left[\frac{1}{\epsilon_w} + \frac{1}{\epsilon_{LF}} - 1 \right]} \quad (3.18)$$

en la cual σ es la constante de Stefan-Boltzmann.

La ec. (3.18) representa el intercambio de calor radiante entre una superficie a temperatura T_w , cuya emisividad es ϵ_w , y el lecho (considerado a T_F) que posee una emisividad efectiva ϵ_{LF} . En particular, Pell [13] no propone ninguna expresión para evaluar esta propiedad.

A partir de (3.18) pueden describirse las bases sobre las cuales diferentes autores obtuvieron otras expresiones para evaluar h_{rad} .

Entre los primeros trabajos cabe mencionar el de Jolley [76]. Este autor consideró al lecho y a la pared de la superficie de intercambio como cuerpos negros, con lo cual $\epsilon_w = \epsilon_{LF} = 1$. En tal caso, puede observarse que h_{rad} a partir de (3.18) resulta

$$h_{rad} = \sigma (T_F^4 - T_w^4) / (T_F - T_w) \quad (3.19)$$

Bock [24] propuso evaluar h_{rad} en cualquier condición operativa suponiendo que $\epsilon_w = 1$. De esta forma, a partir de (3.18) se obtiene

$$h_{rad} = \sigma \epsilon_{LF} (T_F^4 - T_w^4) / (T_F - T_w) \quad (3.20)$$

Este autor tampoco propone ninguna vía para evaluar la emisividad efectiva del lecho.

Kilkis [77] propone estimar la componente radiante de la fase densa, $h_{rad,D}$, considerando $T_w = T_F$, con lo cual la expresión (3.18)

se reduce a:

$$h_{\text{rad}} = \left[\frac{1}{\varepsilon_w} + \frac{1}{\varepsilon_{\text{LF}}} - 1 \right]^{-1} \sigma T_F^3 \quad (3.21)$$

evaluándose ε_{LF} mediante

$$\varepsilon_{\text{LF}} = 0,5 (\varepsilon_p + 1)$$

en la cual ε_p es la emisividad de las partículas. Es evidente que la suposición realizada en (3.21) no es correcta dado que, en general, no existe razón para que las temperaturas de la superficie y del seno de la fase densa sean iguales. Martin [35], calcula h_{rad} utilizando la temperatura promedio (T_m), entre T_w y T_F , lo cual puede considerarse una aproximación relativamente adecuada. El autor adopta $\varepsilon_w = 1$, con lo cual se tiene, a partir de (3.18) la siguiente ecuación para h_{rad} :

$$h_{\text{rad}} = 4 \varepsilon_{\text{LF}} \sigma T_m^3 \quad (3.22)$$

aunque tampoco se especifica en este trabajo la forma de evaluar ε_{LF} .

Las ecuaciones (3.18)-(3.22) llevan implícita la suposición de isoterma para la fase sólida (a T_F). En realidad, la radiación actúa en paralelo, y en consecuencia será correcta la evaluación del coeficiente de transferencia correspondiente en forma desacoplada, mediante ecuaciones del tipo descrito, cuando el control del proceso global de transferencia de calor corresponda a las resistencias sobre la pared [79]. Como se ha visto en el Capítulo II, en esta condición (que ocurrirá para partículas de $d_p > 1.5-2$ mm), los sólidos en contacto con la superficie no sufren, efectivamente, modificación en su temperatura, permaneciendo a T_F . Sólo en este caso particular algunas de las expresiones precedentes son adecuadas para estimar la contribución radiante (excepto 3.19 y 3.21), debiendo evaluarse cuidadosamente la emisividad efectiva del lecho. En un caso general, las ecuaciones (3.18)-(3.22) sobreestimarán la componente radiante, y aún más lo hará (3.19).

Los modelos de la clase R_2 consideran en la ecuación de balance de energía la interacción del mecanismo radiante con la conducción en las partículas. Al estar acoplada a la conducción en el sólido, estos modelos presentarán las variantes derivadas de la modalidad adoptada para representar la fase densa, de acuerdo al Cuadro I de esta sección;

adicionalmente existirán diversas formas de considerar el transporte de energía radiante en un medio con perfil no uniforme de temperatura.

Chen y Chen [80] modelaron el proceso de transferencia de calor entre la superficie de intercambio y la fase densa mediante una formulación que considera el acoplamiento conducción-radiación. Su concepción incluye la representación continua del agregado y evalúa el transporte radiante a través del planteo de las ecuaciones del "Modelo de los Dos Flujos" (Hamaker [81]), utilizado frecuentemente por diversos autores [82-83]. Se supone un flujo radiante resultante de dos flujos de sentidos opuestos en la dirección normal a la pared, cuyas magnitudes varían con la distancia desde la misma, debido a los procesos de reflexión, emisión y absorción de energía radiante por las partículas. Este modelo pertenece al tipo R_2 y desde el punto de vista de la conducción del sólido, podría incluirse en los de la clase SC_1 (Cuadro I).

La consideración de la interacción de los mecanismos conductivo y radiante mediante modelos discretos encuentra las mismas variantes descritas para la conducción en el sólido (modelos tipo D_1 y D_2 , Cuadro I).

Flitris y colab. [33] plantearon un modelo (del tipo D_1) a partir del análisis de una partícula individual adyacente a la superficie de intercambio, incorporando una resistencia debida a una capa de gas de espesor $d_p/3$, ubicada entre la partícula y la superficie de la pared. Los autores obtienen aceptable concordancia de sus resultados con valores experimentales para tiempos de contacto que no sean superiores a 0,4 s.

Con respecto a los modelos discontinuos de estratos (D_2) que consideran el acoplamiento conducción-radiación, merecen citarse los desarrollados por Kolar y colab. [101] y Borodulya y colab. [32, 84]. En particular, en el modelo de Kolar y colab. [101] se alternan estratos de gas y sólido, suponiendo para estos últimos el comportamiento correspondiente a un cuerpo negro, lo cual simplifica considerablemente el tratamiento. En los estratos del modelo de Borodulya y colab., se adopta para las partículas que forman los correspondientes al sólido, un arreglo espacial regular. La radiación incidente en cada estrato es en parte absorbida por el mismo y el resto reflejada o transmitida, cuantificándose estas fracciones mediante las propiedades radiantes de los estratos, evaluadas a partir de expresiones desarrolladas por los autores [84]. Una discusión comparativa de las predicciones de modelos pseudo-continuos y discretos, con énfasis en la evaluación del transporte radiante, se realiza en el Capítulo VI de esta Tesis.

3.3. Modelo propuesto

En esta sección se presentará un modelo para la interpretación del proceso de transferencia de calor entre la fase densa de un lecho fluidizado y una superficie sumergida. La naturaleza y predicción de los diferentes parámetros involucrados en el modelo se analizará en la sección siguiente y en los Capítulos IV - VII. El planteo del modelo incluye la consideración simultánea de las contribuciones de las partículas, del gas y del transporte radiante al proceso global de transferencia de calor. Adicionalmente, se realizará la formulación de manera tal que permita cuantificar en qué grado pueden diferir las temperaturas del sólido y del gas en la fase densa, con lo cual será esencialmente un modelo heterogéneo.

3.3.1. Descripción de elementos básicos del modelo

Al plantear un modelo para interpretar el proceso de transferencia de calor resulta necesario, como se ha expresado previamente, adoptar un determinado enfoque para representar la fase densa.

En tal sentido, y fundamentalmente para la consideración de los fenómenos a nivel de las partículas, existen ciertos aspectos que deben considerarse antes de decidir la forma de describir la fase densa, tales como su estructura física y propiedades termofísicas.

Con respecto a la estructura física del medio, existe evidencia experimental suficiente de que los sólidos se disponen sobre la pared en forma de capas paralelas a la misma, como se discutirá en el Capítulo V. Esta disposición espacial puede identificarse hasta aproximadamente tres capas. A mayor profundidad el efecto "ordenador" de la pared ya no es perceptible. De esta forma, puede esperarse que un enfoque discreto de estratos constituya una forma más adecuada de describir la realidad física de la fase densa (agregado) adyacente a la pared que una consideración continua, como se discutirá a continuación.

En la sección 3.2, al mencionar características distintivas de los modelos del tipo pseudo-continuo y discontinuo se ha señalado la relevante participación de la primera capa de partículas en el proceso de transferencia de calor y, por lo tanto, la conveniencia de utilizar una representación discontinua del agregado sobre la pared. Asimismo, se han citado en la misma sección trabajos de otros investigadores que cuestionan la

aplicabilidad de modelos de tipo continuo, principalmente para sistemas de bajos tiempos de contacto o partículas pequeñas. S. C. Saxena, en su extenso trabajo de revisión [53] ha reconocido la necesidad de perfeccionar los modelos de tipo discontinuo, convalidando sus predicciones con resultados experimentales correspondientes a amplios rangos de las variables operativas.

Sobre la base de las consideraciones realizadas, teniendo en cuenta antecedentes derivados de los trabajos de Gabor [66] y Kolar y colab. [67], se formulará un modelo que responde a una descripción discontinua de la fase densa, mediante infinitos estratos de partículas esféricas, ubicados paralelamente a la superficie de intercambio térmico. El modelo a desarrollar se denominará *Modelo de Múltiples Estratos (MME)*.

Las ecuaciones de balance de energía en cada estrato se plantearán suponiendo un perfil de temperatura plano para el sólido a través del mismo, que actuará como un conductor perfecto. Esta consideración, que permite simplificar la formulación del modelo, resulta válida en la mayoría de los casos de interés práctico y disminuye sensiblemente la complejidad del sistema de ecuaciones a resolver. Fue adoptada para el planteo del MME luego de realizar una comparación de los resultados obtenidos a partir del modelo de estratos alternados de Gabor [66] en dos modalidades: considerando, tal como en su planteo original, que los estratos poseen un valor de conductividad térmica finita, k_p , o un valor infinito de la misma. De acuerdo al modelo de Gabor [66], los cálculos se realizaron para la componente $h_{p,D}$, expresándose los resultados mediante la relación entre la misma y el coeficiente sobre la pared, h_{wp} . La figura 3.2 muestra los valores de la relación $h_{p,D}/h_{wp}$ en función del tiempo de contacto. Puede observarse que, para partículas en las que puede esperarse un perfil no plano de temperatura ($d_p = 0.5$ mm), para $T_F = 1500$ K se tiene una desviación máxima de 9% entre ambas opciones. Este valor es relativamente bajo y muestra que el valor de k_p en los estratos no ejerce una influencia considerable. Otros autores tales como Martin [35], Chung y colab. [64] y Ziegler y colab. [65] han observado, coincidentemente, un efecto relativamente débil de la conductividad térmica de las partículas sobre la velocidad de transferencia de calor.

Cada estrato (fig. 3.3) contiene N_p partículas por unidad de área del plano que pasa por sus centros, paralelo a la pared. La distancia entre los centros de partículas pertenecientes a dos estratos adyacentes se denota con el símbolo Δ . Los sólidos, que se suponen esféricos y dispuestos en un determinado arreglo espacial, deben satisfacer la relación que

da la fracción real de partículas existente en la fase densa, $(1 - \delta_D)$, por lo que puede escribirse:

$$1 - \delta_D = \left(\pi d_p^3 / 6 \right) N_p / \Delta \quad (3.23)$$

Expresiones para evaluar N_p y Δ , así como una discusión del arreglo espacial adoptado en la formulación se desarrollan en el Capítulo V.

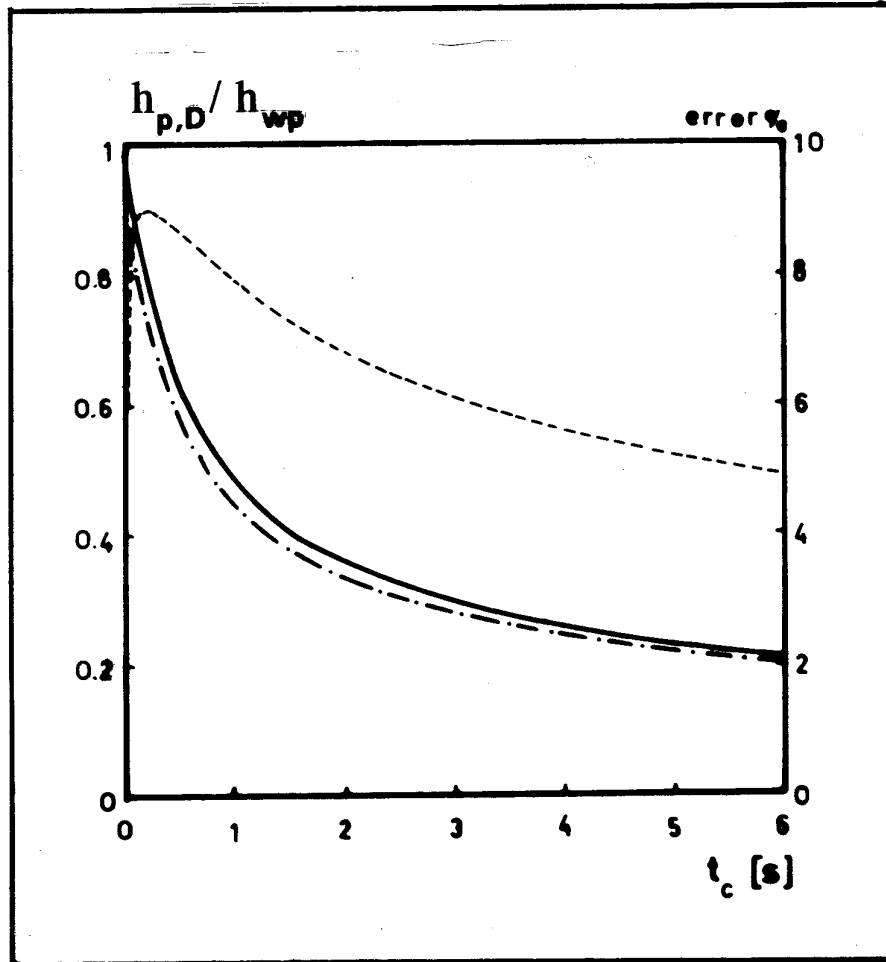


Fig. 3.2 Relación $h_{p,D}/h_{wp}$ vs. t_c de acuerdo al modelo de Gabor [66]:

————: $k_p \rightarrow \infty$; -.-.-: k_p finito = 1,87 W/(m K)
 - - - - -: error %; $d_p = 0.5$ mm; $T_F = 1500$ K.

La conducción del calor tiene lugar, en el interior de cada estrato, a través de las partículas, y entre estratos adyacentes, por medio de las zonas de gas prácticamente estanco que se ubican alrededor de los

puntos de contacto de las mismas, (mecanismos 4 y 5, secciones 2.3.3 y 2.3.4). En el caso usual en que $k_p \gg k_g$, debido a que, como se ha visto en el Capítulo II, los mecanismos citados actúan en serie, la etapa de conducción entre estratos adyacentes será controlante, pudiendo agruparse ambas resistencias en un coeficiente de transferencia efectivo entre estratos, definido utilizando la conductividad efectiva del sólido, k_{ep} , mediante:

$$h_L = k_{ep} / \Delta \quad (3.24)$$

Entre la pared y el primer estrato de partículas, la resistencia de contacto se representa, como se ha descrito previamente (sección 2.3.3) por la inversa del coeficiente de transferencia correspondiente para el sólido, $1 / h_{wp}$. Las expresiones utilizadas para la evaluación de la conductividad efectiva del sólido k_{ep} , y del coeficiente h_{wp} , se incluyen en el análisis de los parámetros conductivos del modelo, llevado a cabo en la sección 3.4.

Para la consideración de la transferencia térmica en el gas intersticial, los modelos planteados en bibliografía han sido desarrollados, en su mayoría, sobre una concepción continua para el gas [53,54]. En tal sentido, puede observarse que, a diferencia de lo descrito para el sólido, en la zona adyacente a la pared sólo puede identificarse una resistencia térmica impuesta por la presencia de la capa límite térmica. Resulta factible, de este modo, plantear las ecuaciones de balance de energía para el gas considerándolo como un medio continuo.

La transferencia de calor entre las fases sólida y gaseosa se considera en las ecuaciones de balance de energía del sólido y del gas a través de un término en el cual se incluye el coeficiente de transferencia h_{pg} , análogamente al clásico modelo heterogéneo utilizado en lechos fijos [85-87].

El transporte de energía radiante a través de la fase densa es considerado en el modelo mediante la utilización del concepto de dos flujos radiantes de sentido opuesto sobre la dirección normal a la pared. Estos flujos se evalúan en forma discreta a ambos lados de cada estrato sólido, cuya presencia determinará la partición de la energía radiante incidente en fracciones absorbida, reflejada y transmitida. La cuantificación de estas fracciones, mediante propiedades radiantes efectivas del estrato: *absorptividad*, a_L , *emisividad*, ϵ_L , *reflectividad*, r_L , y *transmisividad*, t_L , se analiza en el Capítulo V, en el cual se proponen ecuaciones predictivas para

las mismas sobre la base de un análisis mecánico del transporte de energía radiante, sobre sólidos opacos, comportamiento gris y con reflexión difusa. En este trabajo, como se expresó en la sección 2.3.2, el gas es considerado como un medio transparente a la radiación.

De lo expuesto, puede definirse al MME como un modelo heterogéneo, con fase sólida discontinua (en modalidad de estratos), basado en el modelo de estratos alternados de Gabor [66], y fase gaseosa continua. Desde el punto de vista de la clasificación de modelos dada en la sección anterior, el MME pertenece a los grupos D_2 , G_2 y R_2 simultáneamente.

3.3.2. Formulación matemática

En la figura 3.3 se muestra un esquema del sistema correspondiente a una superficie vertical, de longitud L , cuya temperatura es T_w inmersa en la fase densa de un lecho fluidizado, de acuerdo a las consideraciones del MME:

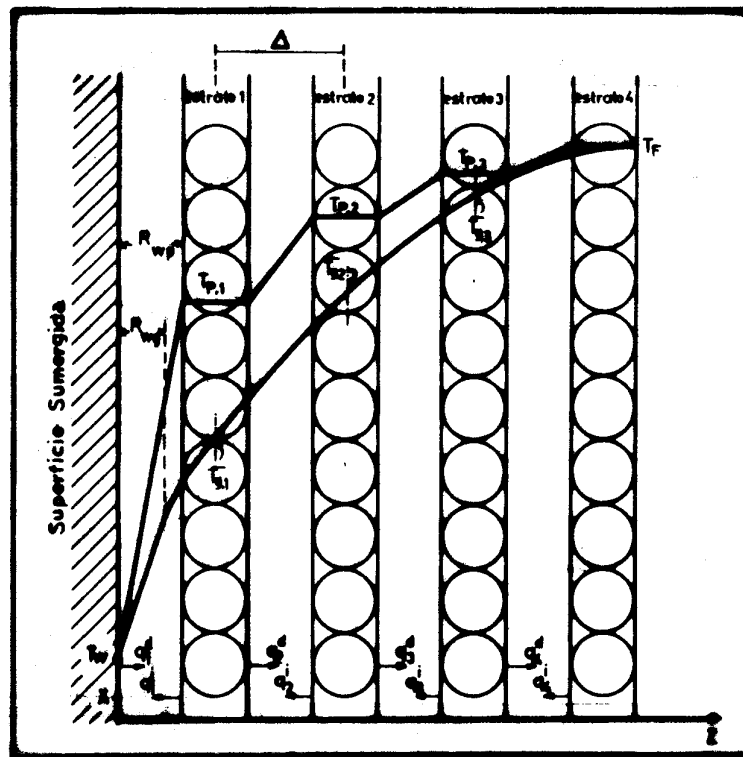


Fig. 3.3 Representación de la fase densa en contacto con la superficie sumergida mediante el MME.

Basado en las descripciones de las dos secciones anteriores y atendiendo a la nomenclatura que se vuelca sobre la fig. 3.3, se pueden plantear las ecuaciones que describen la variación de temperatura en las direcciones perpendicular y paralela (vertical) a la superficie de intercambio.

■ *Balance de energía para el sólido*

Suponiendo que esencialmente no existirá variación de temperatura en los estratos en sentido vertical, como se discutirá luego, se tiene las siguientes ecuaciones:

- Primer estrato:

$$\gamma \frac{\partial T_{p,1}}{\partial t} = h_{wp}(T_w - T_{p,1}) - h_L(T_{p,1} - T_{p,2}) - 2 \epsilon_L \sigma T_{p,1}^4 + a_L q_1^d + a_L q_2^i - S_p N_p h_{pg}(T_{p,1} - \bar{T}_{g,1}) \quad (3.25a)$$

- j-ésimo estrato (j > 1):

$$\gamma \frac{\partial T_{p,j}}{\partial t} = h_L(T_{p,j+1} + T_{p,j-1} - 2T_{p,j}) - 2 \epsilon_L \sigma T_{p,j}^4 + a_L q_j^d + a_L q_{j+1}^i - S_p N_p h_{pg}(T_{p,j} - \bar{T}_{g,j}) \quad (3.25b)$$

En las ecuaciones precedentes $T_{p,j}$ es la temperatura correspondiente al j-ésimo estrato (sólido), $\gamma = C_{ps} N_p V_p$; S_p y V_p son, respectivamente, el área externa de la partícula y su volumen; q_j^i y q_j^d son los flujos radiantes efectivos hacia la izquierda y hacia la derecha en la dirección z, respectivamente (fig. 3.3).

En las ecuaciones (3.25a) y (3.25b) el último término del segundo miembro representa el intercambio de calor con el gas y se discutirá posteriormente.

La condición inicial para las ecuaciones (3.25a)-(3.25b) puede escribirse como:

$$t = 0 \quad T_{p,j} = T_F \quad j \geq 1 \quad (3.25c)$$

■ *Balance de energía para el gas intersticial*

Si x es la coordenada axial (fig. 3.3) y se divide la coordenada z en secciones de longitud Δ a partir de $z = 0$, en cada una de ellas se puede plantear el balance de energía para el gas mediante:

$$C_{pg} \left(\delta_D \frac{\partial T_{g,j}}{\partial t} + U_D \frac{\partial T_{g,j}}{\partial x} \right) = k_{eg} \frac{\partial^2 T_{g,j}}{\partial z^{*2}} + \frac{S_P N_P h_{pg}}{\Delta} (T_{p,j} - T_{g,j}) \quad ; j \geq 1 \quad (3.25d)$$

donde la coordenada z^* se extiende a lo largo de cada una de las secciones ($0 \leq z^* \leq \Delta$); $T_{g,j}$ es la temperatura del gas dentro de la j -ésima sección.

La condición inicial correspondiente a la ecuación (3.25d) es:

$$t = 0 \quad T_{g,j} = T_F \quad j \geq 1 \quad (3.25e)$$

y las condiciones de contorno estarán dadas por:

$$x = 0 \quad T_{g,j} = T_F \quad j \geq 1 \quad (3.25f)$$

para la primera sección ($j = 1$):

$$z = 0 \quad k_{eg} \frac{\partial T_{g,1}}{\partial z} = h_{wg} (T_{g,1} - T_w) \quad (3.25g)$$

Las condiciones de continuidad de temperatura y flujo en la frontera de dos secciones sucesivas se plantean de la siguiente forma:

$$T_{g,j} \Big|_{z^* = \Delta} = T_{g,j+1} \Big|_{z^* = 0} \quad j \geq 1 \quad (3.25h)$$

$$\frac{\partial T_{g,j}}{\partial z^*} \Big|_{z^* = \Delta} = \frac{\partial T_{g,j+1}}{\partial z^*} \Big|_{z^* = 0} \quad j \geq 1 \quad (3.25i)$$

para una sección suficientemente alejada de la pared de la superficie:

$$T_{g,N} = T_F \quad N \rightarrow \infty \quad (3.25j)$$

En la j -ésima sección el gas estará en contacto fundamentalmente con partículas correspondientes al j -ésimo estrato; no obstante también puede estarlo con porciones de partículas correspondientes a los estratos $(j - 1)$ y $(j + 1)$, tal como ocurre para el arreglo espacial adoptado en el Capítulo V (debido a que las partículas de un estrato penetran en los huecos que forman las correspondientes a los adyacentes). Como aproximación, en el término de intercambio entre fases (ecuaciones 3.25a, 3.25b, 3.25d) se consideró que el gas de la j -ésima sección intercambia calor solamente con los sólidos del j -ésimo estrato. En la diferencia de temperaturas que constituye la fuerza impulsora para la transferencia de calor entre el j -ésimo estrato sólido y la j -ésima (ecs. 3.25a-3.25b) sección de gas se utilizó la temperatura media del gas en dicha sección, $\bar{T}_{g,j}$ definida mediante la expresión:

$$\bar{T}_{g,j} = \int_0^{\Delta} T_{g,j} dz^* / \Delta \quad (3.25k)$$

La observación de la ecuación (3.25b) permite advertir que, siendo $\bar{T}_{g,j} = \bar{T}_{g,j}(x, t)$, la inclusión de esta magnitud determina que la temperatura del j -ésimo estrato ($T_{p,j}$) sea también una función de la variable x . Consecuentemente, en principio, debería incluirse en las ecuaciones (3.25a)-(3.25b) un término que contemple la transferencia de calor entre partículas en el estrato en la dirección x . No obstante, el efecto de $\bar{T}_{g,j}$ sobre $T_{p,j}$ tendrá poca relevancia, con lo cual, el perfil resultante de $T_{p,j}$ en x será prácticamente uniforme. Por lo tanto, no se considera necesario incluir en las ecuaciones mencionadas el término de intercambio vertical en el estrato.

■ Balance de energía radiante

Los flujos radiantes efectivos q_j^d y q_{j+1}^i , hacia la derecha y hacia la izquierda (fig. 3.3) para $j \geq 1$, involucrados en las ecuaciones (3.25a)-(3.25-b) se evalúan mediante el planteo de balances de energía radiante para cada estrato. Las ecuaciones resultantes son:

$$q_j^i = t_L q_{j+1}^i + r_L q_j^d + a_L \sigma T_{p,j}^4 \quad (3.25l)$$

$$q_{j+1}^d = t_L q_j^d + r_L q_{j+1}^i + a_L \sigma T_{p,j}^4 \quad (3.25m)$$

con las siguientes condiciones de contorno:

$$j = 1 \quad q_1^d = (1 - \varepsilon_w) q_1^i + \varepsilon_w \sigma T_w^4 \quad (3.25n)$$

$$N \rightarrow \infty \quad q_N^i = q_N^d = \sigma T_F^4 \quad (3.25ñ)$$

siendo ε_w la emisividad de la pared de la superficie sumergida.

Resuelto el sistema de ecuaciones planteado, (3.25), podrán evaluarse los valores de temperaturas locales instantáneas $T_{p,1}(x,t)$, $T_{g,1}(x,t)|_{z=z=0}^*$, y de los flujos radiantes, $q_1^d(t)$, $q_1^i(t)$. Con ellos es posible definir el valor instantáneo de los diferentes flujos de calor y, a partir de éstos, los valores promedio de las diferentes componentes del coeficiente de transferencia de calor en la fase densa, h_D .

Para la transferencia correspondiente al sólido, el coeficiente instantáneo se definirá mediante:

$$h_{p,D}^i(x,t) = h_{wp} \frac{(T_{p,1}(x,t) - T_w)}{(T_F - T_w)} \quad (3.26a)$$

e integrando en el intervalo de tiempo $(0, t_c)$ y espacial (vertical), $(0, L)$ se podrá evaluar el valor de $h_{p,D}$ promedio a través de la siguiente expresión:

$$h_{p,D} = \frac{\int_0^L \int_0^{t_c} h_{p,D}^i(x,t) dt dx}{t_c L} \quad (3.26b)$$

Análogamente, si se definen los coeficientes instantáneos para el gas y radiante, $h_{p,D}^i$ y $h_{rad,D}^i$, por las expresiones:

$$h_{g,D}^i(x,t) = h_{wg} \frac{(T_{g,1}|_{z=0}(x,t) - T_w)}{(T_F - T_w)} \quad (3.26c)$$

$$h_{rad,D}^i(x,t) = \frac{q_1^i(t) - q_1^d(t)}{(T_F - T_w)} \quad (3.26d)$$

las componentes promedio $h_{g,D}$ y $h_{rad,D}$ podrán calcularse mediante las

ecuaciones:

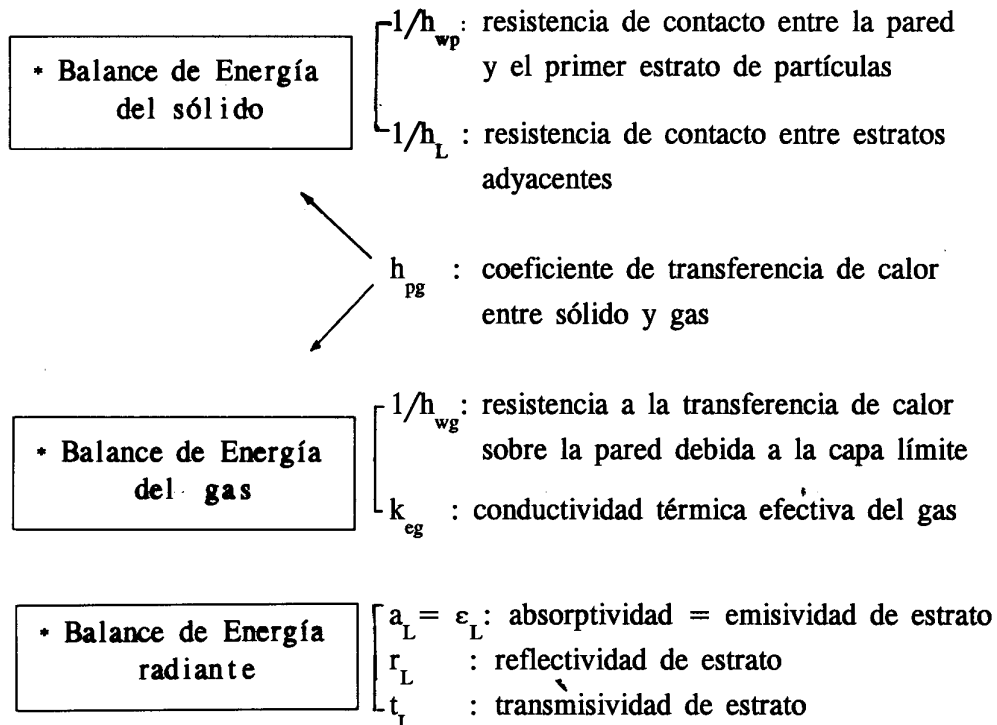
$$h_{g,D} = \frac{\int_0^L \int_0^{t_c} h_{g,D}^i(x,t) dt dx}{t_c L} \quad (3.26e)$$

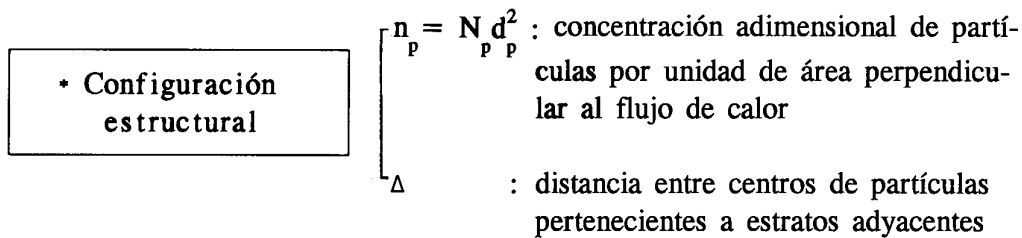
$$h_{rad,D} = \frac{\int_0^L \int_0^{t_c} h_{rad,D}^i(x,t) dt dx}{t_c L} \quad (3.26f)$$

Finalmente, la componente global de la fase densa, h_D se evaluará aplicando la ecuación (2.17),

$$h_D = h_{p,D} + h_{g,D} + h_{rad,D} \quad (2.17)$$

Los parámetros involucrados en el MME, se resumen en el siguiente cuadro, asociados a las ecuaciones que los incluyen. Además se mencionan los parámetros que surgen de la estructura física del medio de partículas que compone la fase densa:





Desafortunadamente, no se han hallado datos experimentales de bibliografía que se hayan medido en condiciones donde simultáneamente las contribuciones del sólido, gas y transporte radiante posean similar importancia. De esta forma no resulta posible convalidar los valores predichos por el modelo propuesto en tal condición.

A pesar de ello, es factible comparar el comportamiento del modelo en condiciones donde la contribución del gas es importante y se desacopla de la del sólido (partículas a temperatura uniforme, T_p), o cuando la conducción del sólido y la radiación se presentan simultáneamente, debido a que existen diversos trabajos donde se reportan datos experimentales de velocidad de transferencia de calor en tales situaciones. El análisis de la respuesta del modelo frente a las diferentes situaciones experimentales permite convalidar las expresiones que se propongan para la evaluación de los parámetros que figuran en el cuadro anterior.

La contribución de las partículas, como se ha mencionado previamente, ha merecido un extenso análisis, apreciable a través de la significativa cantidad de investigaciones reportadas [53, 54]. Esta situación ha conducido a un conocimiento adecuado de las modalidades de cuantificación de la misma, llevada a cabo mediante la estimación de los parámetros conductivos correspondientes, h_{wp} y h_L (indirectamente k_{ep}).

El MME se basa en el modelo de Gabor [66] de capas alternadas, quien halló satisfactorios resultados al comparar el mismo (desarrollado para la componente del sólido $h_{p,D}$) con datos experimentales. En este trabajo no se realizará, como ya se ha expresado, la comparación del valor predicho de $h_{p,D}$ con resultados experimentales de la misma en forma aislada.

En la sección siguiente se presentan las correlaciones que serán empleadas para estimar estos parámetros, y en el caso del coeficiente h_{wp} , ante la divergencia de valores hallada en diferentes trabajos, un análisis de su significado en el modelo y de la modalidad adoptada para su consideración.

En relación a la contribución del gas, la

formulación desarrollada involucra un enfoque prácticamente no empleado antes para lechos fluidizados (sí para lechos fijos). Este análisis y la selección de expresiones predictivas de los parámetros correspondientes se llevan a cabo en el Capítulo IV.

Para la cuantificación del transporte radiante, se realiza un planteo que permite evaluar los parámetros radiantes en medios de partículas dispersas, en el Capítulo V. Las mismas son convalidadas frente a resultados experimentales de velocidades de transferencia de calor radiante de bibliografía, en el Capítulo VII, aplicando el MME en condiciones en que los mecanismos conductivo en el sólido y radiante se hallan acoplados.

En el Capítulo VI se realiza un estudio del comportamiento del MME frente a la alternativa de modelos pseudo-continuos para predecir el coeficiente total h y su componente radiante, h_{rad} .

3.4. Evaluación de los parámetros conductivos h_{wp} y h_L

3.4.1. Coeficiente de transferencia de calor entre la pared y el primer estrato de partículas, h_{wp}

Diversos autores han analizado la resistencia de contacto localizada sobre la pared, introducida originalmente por Baskakov [56].

En bibliografía se ha hallado una gran dispersión en cuanto a los valores sugeridos del número de Nusselt Nu_{wp} , como se muestra en la Tabla 3.1.

<u>Referencia</u>	Nu_{wp}
<i>Gabor [66]</i>	20
<i>Botterill y Williams [62]</i>	10
<i>Botterill y Butt [63]</i>	10
<i>Botterill y Desai [88]</i>	10
<i>Flitris y colab. [33]</i>	3
<i>Catipovic y colab. [148]</i>	6
<i>Zabrodsky y colab. [90]</i>	7
<i>Xavier [36]</i>	4

Tabla 3.1. Valores reportados de Nu_{wp}

La mayor cantidad de esfuerzos para interpretar mecanísticamente este parámetro se sustentan en una consideración estacionaria de los mecanismos de conducción en la zona limitada por la primera capa de partículas y la superficie de transferencia. Barreto [89] ha presentado una expresión que permite discutir las diferentes concepciones propuestas en tal sentido por Baskakov [56], Glicksman y Decker [91] y Schlünder [93].

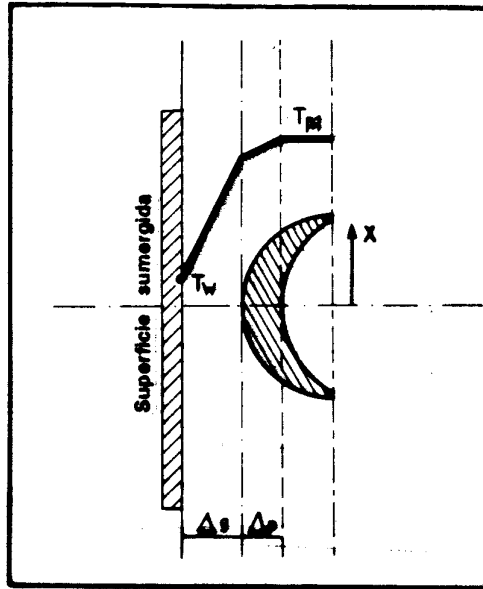


Fig. 3.4 Representación de la resistencia R_{wp} . (ec. 3.27). El perfil de temperatura corresponde a la posición $x = 0$ (mayor acercamiento partícula-pared).

Suponiendo que las líneas de flujo en el espacio de forma lenticular que ocupa el gas confinado entre una partícula y la superficie son perpendiculares a ésta (fig. 3.4), y que:

- a.- existe una separación Δ_g entre partícula y pared,
- b.- existe una región periférica de espesor efectivo Δ_p que concentra la resistencia térmica en la partícula,
- c.- los pequeños valores del número de Knudsen $Kn = \ell/L_{pw}$ (relación entre el camino libre medio en el gas y la distancia entre las superficies de la partícula y la pared),

se obtiene la siguiente expresión para $Nu_{wp} = h_{wp} d_p/k_g$ (ec. 2.13a):

$$Nu_{wp} = 4 f \left[\left(1 + \frac{2 \Gamma}{d_p} \right) \ln \left(1 + \frac{d_p}{2 \Gamma} \right) - 1 \right] \quad (3.27)$$

donde:

f : relación entre el área proyectada de las partículas en el arreglo espacial correspondiente y el área de la superficie de intercambio.

Γ : parámetro que considera la acción de los tres elementos puntualizados en el párrafo previo,

$$\Gamma = \Delta_g + 2 \ell (2/\vartheta - 1) + \Delta_p k_g/k_p \quad (3.28a)$$

siendo ϑ el coeficiente de acomodamiento para la transferencia de energía, que tiene en cuenta la transferencia incompleta de energía durante una colisión molécula de gas-pared.

Baskakov [56] consideró sólo el efecto (b) con un espesor variable (en función de la coordenada vertical, fig. 3.4) para la resistencia periférica en la partícula, obteniendo una expresión que coincide prácticamente con la resultante de adoptar $\Delta_p = 0.05 d_p$ en (3.27) y (3.28a). A partir de la expresión (3.28a) Γ se evalúa mediante:

$$\Gamma = 0,05 d_p k_g/k_p \quad (3.28b)$$

En el trabajo de Glicksman y Decker [91] se propone un modelo en el que se considera que la resistencia de contacto está determinada sólo por el efecto (a), resultando en (3.28a) $\Gamma = \Delta_g$. Se asimila Δ_g al valor correspondiente a la altura de la rugosidad e_d (fig. 3.5a).

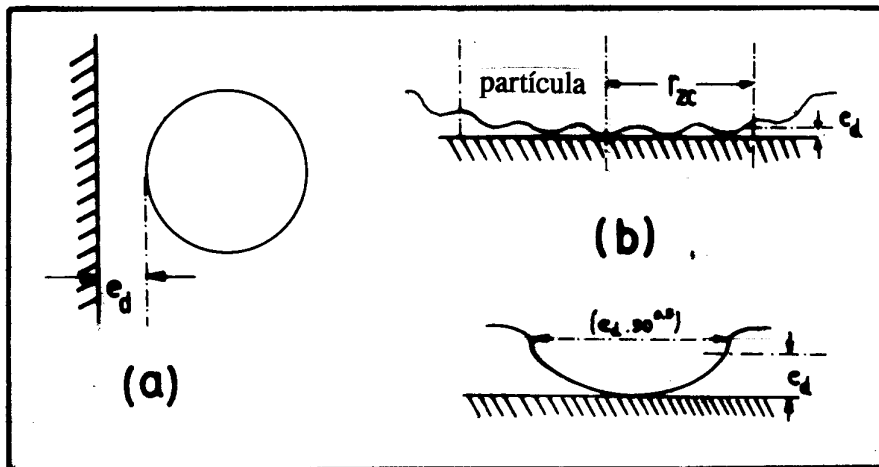


Fig. 3.5 Elementos considerados por Decker y Glicksman para R_{wp} : a) ref [91]; b) ref. [95, 96].

Si bien los autores reconocen que existirá una distribución de valores de e_d , dada la imposibilidad práctica de su determinación para cada superficie, adoptan valores típicos de la rugosidad para superficies de uso común en sistemas de interés. El modelo de Glicksman y Decker [91] predice un valor de $Nu_{wp} = 11,2$ para partículas de $d_p = 1$ mm, para las cuales la relación entre la altura de la rugosidad e_d y el diámetro de partícula es $e_d/d_p = 10^{-3}$. Los autores estimaron por medio del modelo que, si la partícula posee mayor rugosidad, por ejemplo, $e_d/d_p = 10^{-2}$ el valor obtenido de Nu_{wp} cae a 6,8. De esta forma, si la rugosidad aumenta un orden de magnitud, el valor de Nu_{wp} disminuirá en un 45%. Esta tendencia concuerda con las observaciones experimentales de Grewal y Saxena [92].

Schlünder [93] realiza un análisis de la resistencia sobre la pared en base al efecto mencionado como (c) en la descripción de los elementos considerados en la expresión (3.27). Este enfoque es muy diferente de los dos mencionados previamente y, fue adoptado por Martin [35,94] y Bock [24], en sus expresiones predictivas (sección 3.5). Los pequeños valores del número de Knudsen en las inmediaciones de los puntos de contacto partícula-pared provocan una disminución de la conductividad térmica del gas, debido a que la probabilidad de las moléculas de gas de colisionar entre sí en su recorrido desde una superficie hacia la otra, disminuye. A partir de lo expuesto, se evalúa Γ para su utilización en (3.27) como

$$\Gamma = 2 \ell (2/\phi - 1) \quad (3.28c)$$

De acuerdo a la interpretación de Schlünder, resultan muy altos valores de Nu_{wp} comparados con resultados experimentales. Bock [24] para utilizar la expresión (3.27) con Γ calculado mediante (3.28c) y lograr un ajuste con sus resultados experimentales, dividió los valores de Nu_{wp} obtenidos de (3.27) por un coeficiente $C = 3$, que llamó *coeficiente de corrección por efectos de rugosidad* de las partículas y la superficie. En realidad, fue una forma de disminuir el Nu_{wp} a valores apropiados.

En trabajos posteriores, Decker y Glicksman [96,97] en cierta forma dando continuidad al análisis de los procesos de transferencia de calor a nivel de las rugosidades de la partícula y la pared, comenzaron a realizar planteos de modelos que contemplan la transferencia no estacionaria en la región cercana a la pared. En estos trabajos los autores sostienen que la

resistencia de contacto sobre la pared no puede asociarse realmente con una separación del tipo (a) considerada previamente, puesto que muchas partículas poseen un contacto directo sólido-sólido con la pared. Los autores representaron la partícula y la pared como superficies *reales*, con puntos de contacto entre ambas, limitados a un cierto número de elementos de rugosidad. La fig. 3.5b muestra lo que Decker y Glicksman [96] definieron como *zona de contacto* y la forma de una *aspereza* individual. Si e_d es nuevamente la altura media de la rugosidad o aspereza, se acotó la extensión de la zona de contacto a un radio determinado por $r_{zc} = (e_d d_p)^{0.5}$. Como se ve en la figura 3.5b, la geometría adoptada por Decker y Glicksman [96] para los elementos de rugosidad consiste aproximadamente en cuerpos de forma elipsoidal paralelos a la pared, a los que los autores asignaron un valor del eje mayor dado por $[e_d 50^{0.5}]$. De esta forma, evaluaron el flujo de calor perpendicular a la pared, considerando que el proceso global de transferencia tiene lugar primero a través de las zonas de contacto directo, lo cual, debido a su limitada capacidad calorífica, tiene una duración muy breve, (entre 10 y 20 milisegundos), durante los cuales la velocidad de transferencia resulta muy alta. Esto es seguido por un período más largo de velocidad de transferencia menor, aproximadamente constante, en el cual el cuerpo de la partícula comienza a tomar parte en el proceso.

La información requerida sobre los puntos de contacto y rugosidades de las superficies no es simplemente medible, ni estará disponible en un caso general, aunque pueden adoptarse valores de e_d/d_p en el rango 10^{-2} y 10^{-4} , obtenido analizando lechos de diversas características. Los valores promedio de Nu_{wp} reportados en [96] para partículas de cerámica son de alrededor de 12, mientras que para metales llegan a 16, si bien en este último caso con un alto porcentaje de error ($\pm 33\%$). Cuando se trata de partículas no esféricas, Decker y Glicksman [96] afirman que es esperable una disminución en los valores de Nu_{wp} .

Floris y Glicksman [95] continuaron con la línea de análisis de Decker y Glicksman descripta precedentemente. En su trabajo se midió la resistencia térmica entre una superficie de temperatura fija T_w y un lecho móvil, utilizando un dispositivo apto para determinar las velocidades de transferencia de calor para tiempos de contacto a partir de 10 milisegundos. Entre 10 y 20 milisegundos se registraron altas velocidades de transferencia de calor para partículas de vidrio ($d_p = 0.75$ mm) y arena ($d_p = 1$ mm). El valor de velocidad de transferencia correspondiente a tiempo de contacto de 20

milisegundos se mantuvo aproximadamente constante hasta 100 milisegundos y luego comenzó a disminuir lentamente. Coincidentemente con Decker y Glicksman [96], las altas velocidades observadas entre 10 y 20 milisegundos corresponden al período de transferencia a nivel de las zonas de contacto, durante el cual las mismas aproximan su temperatura al valor medio entre la superficie y el lecho. Este período es tan breve que su influencia en el coeficiente promediado en el tiempo es despreciable para valores típicos de tiempos de contacto en lechos fluidizados.

El período comprendido entre 20 y 100 milisegundos es interpretado por Floris y Glicksman como el correspondiente a la resistencia de contacto entre la pared y la primera capa de partículas.

De las observaciones de Floris y Glicksman [95], puede extraerse una conclusión muy importante, que contribuye sustancialmente a definir la naturaleza de la resistencia de contacto. Si la supuesta separación Δ_g existiese, y teniendo en cuenta que los efectos transientes en la misma desaparecerían en menos de un milisegundo (debido al bajo valor de C_{pg}), la resistencia estacionaria que quedaría actuando nunca explicaría las altas velocidades de transferencia de calor medidas a nivel de 10-20 milisegundos.

Los valores obtenidos experimentalmente por Floris y Glicksman [95] concuerdan con los predichos por Decker y Glicksman [96,97] mediante su modelo, aunque para partículas de forma irregular, Floris y Glicksman reportan un valor mínimo de $Nu_{wp} = 8$, mientras que para Decker y Glicksman, este valor es 6.

Los tiempos de contacto más pequeños que tienen lugar en lechos fluidizados son de alrededor de 0.1 s, lo cual aproximadamente constituye el límite superior del intervalo que Floris y Glicksman observaron como de comportamiento constante. Por lo tanto, en este trabajo, para el MME se adoptará el mismo rango de valores de Nu_{wp} reportado por dichos autores para el intervalo 20-100 milisegundos. Para partículas no metálicas, Nu_{wp} se evaluará, consecuentemente, según

$$Nu_{wp} = 8 - 12 \quad (3.29)$$

admitiéndose un nivel de incertidumbre para su estimación, pero sin constituir por ello un parámetro de ajuste de los valores predichos por el modelo con resultados experimentales.

3.4.2. Coeficiente de transferencia de calor entre estratos, h_L .

Definido por la ecuación (3.24), el coeficiente h_L requiere evaluar la conductividad térmica efectiva del sólido, k_{ep} , y la distancia Δ . En este punto se describirá la evaluación de k_{ep} , mientras que, como se ha señalado, Δ puede calcularse en función de la porosidad de la fase densa δ_D , una vez seleccionado un arreglo espacial para las partículas en el estrato, conforme al análisis que se detalla en el Capítulo V.

Existen numerosas correlaciones en la bibliografía que permiten evaluar la conductividad efectiva estanca, k_e° [40, 41, 70, 98, 99], muy utilizada para lechos fijos. Dada la naturaleza del mecanismo que interpreta, este parámetro resulta claramente aplicable a la fase densa de un lecho fluidizado. Como se ha expresado en el Capítulo II, k_e° se compone de dos términos, uno que considera el aporte conductivo del gas ($\delta_D k_g$), y el restante que interpreta la actuación seriada de la conducción en el sólido y en los filetes de gas estanco, k_{ep} (ec. 2.21b). Las expresiones existentes para evaluar k_e° pueden ser utilizadas para calcular la conductividad efectiva de las partículas, restando el término ($\delta_D k_g$), que de todos modos es muy pequeño frente a k_{ep} .

Lemcoff y colab. [39] han realizado un minucioso análisis sobre un extenso conjunto de datos experimentales, comparando los mismos con los valores predichos por diversas correlaciones semi-empíricas existentes. Estos autores encontraron que las expresiones que mejor ajustan los resultados experimentales, con un error promedio de 20,5% (en valor absoluto), son las de Kunii y Smith [99] y Bauer y Schlünder [98]. En este trabajo se utilizó la correlación de Kunii y Smith [99] para evaluar k_e° , y consecuentemente k_{ep} , cuya formulación es la siguiente:

$$\frac{k_e^\circ}{k_g} = \delta_D + (1 - \delta_D) \left[\frac{\phi}{\beta} + \frac{\gamma k_g}{\beta k_p} \right]^{-1} \quad (3.30)$$

en la cual $\beta = 0.895$, $\gamma = 2/3$ y ϕ debe evaluarse a partir de:

$$\phi = \begin{cases} \phi_2 + (\phi_1 - \phi_2) \left(\delta_D / 0.216 - 1 \right) & \text{para } \delta_2 \leq \delta_D \leq \delta_1 \\ \phi_1 & \text{para } \delta_D \geq \delta_1 = 0.476 \\ \phi_2 & \text{para } \delta_D \leq \delta_2 = 0.260 \end{cases}$$

calculándose ϕ_1 y ϕ_2 mediante las expresiones:

$$\phi_1 = \frac{0.333 (1 - x^{-1})^2}{\ln[x - 0.577 (x - 1)] - 0.423 (1 - x^{-1})} - \frac{2}{3x}$$

$$\phi_2 = \frac{0.072 (1 - x^{-1})^2}{\ln[x - 0.925 (x - 1)] - 0.075 (1 - x^{-1})} - \frac{2}{3x}$$

siendo $x = k_p / k_g$.

PARTE II

3.5. Expresiones predictivas para el coeficiente total, h (o h_D).

Desde los primeros estudios realizados sobre la transferencia de calor en lechos fluidizados hasta la actualidad, se ha generado una gran cantidad de expresiones predictivas del coeficiente global de transferencia hacia objetos sumergidos. Las mismas han sido obtenidas, alternativamente, por uno de los procedimientos siguientes:

- a) Resolución de modelos y ajuste de parámetros involucrados
- b) Planteo de expresiones empíricas o semi-empíricas, que ajustan un conjunto de datos experimentales.

Para la alternativa (a) se usan algunos de los modelos descritos en la sección 3.2.2. Debe mencionarse que, frecuentemente, las expresiones predictivas propuestas se han derivado complementando las opciones (a) y (b), por ejemplo, utilizando un modelo para evaluar h_p y una expresión empírica para estimar h_g , tal como el caso de las expresiones planteadas por Bock [24], que se desarrollan a continuación.

Bock [24] propone la determinación del coeficiente h mediante la adición de las componentes h_p , h_g y h_{rad} , evaluadas independientemente (sin considerar la interacción de los mecanismos correspondientes a cada una de las componentes). Para $h_{p,D}$ el autor utiliza la expresión (3.12), (modificación de Baskakov [56] sobre el modelo de Mickley y Fairbanks [18]), aunque no especifica en qué forma evalúa C_{pD} y k_D . Como se mencionó en la sección previa, Bock [24] evaluó el coeficiente h_{wp} a partir de

la expresión (3.27) con Γ calculado mediante (3.28c), corrigiéndose el Nu_{wp} obtenido mediante su división por un factor $C = 3$. Con respecto al coeficiente de acomodamiento ϕ , Bock se remite a los valores dados por Martin [35].

Para evaluar h_g , Bock propone utilizar la expresión debida a Baskakov [25], que fue presentada en la sección 3.2.2, ecs. (3.14). El valor de U_{opt} puede calcularse mediante una correlación como la de Chen y Pei [31], ec. 2.12, aunque el autor no menciona ninguna expresión en particular. La componente radiante del coeficiente de transferencia, es evaluada por Bock mediante la expresión (3.19). Asimismo, el autor propone correlaciones para evaluar el tiempo de contacto y la fracción volumétrica de burbujas, que serán descritas y utilizadas en capítulos posteriores.

Un conjunto de expresiones predictivas muy similar al de Bock ha sido planteado por Martin [35], quien también evalúa las tres componentes de h en forma desacoplada y las adiciona para finalmente obtener el valor del mismo.

Las expresiones empíricas para evaluar h , presentan entre sí grandes diferencias, las cuales derivan de la influencia de factores geométricos del sistema, condiciones de fluidización y propiedades de sólido y gas. Algunas expresiones de este tipo se muestran en la Tabla 3.2, pudiendo hallarse otras, por ejemplo, en el trabajo de revisión de Saxena [53].

Pese a las dificultades que presenta la evaluación de h en función de U , es posible estimar el valor máximo del coeficiente total, $h_{\text{máx}}$, con un satisfactorio grado de aproximación. Las correlaciones que permiten evaluar $h_{\text{máx}}$, proveen una buena caracterización del sistema gas-sólido analizado, definiendo su máxima capacidad de transferencia térmica. Si bien los factores geométricos gravitan fuertemente para bajas velocidades superficiales de gas, cuando la fluidización es vigorosa la fluidodinámica tiende a estar menos condicionada a la geometría del sistema. De esta forma, el máximo coeficiente se obtiene de correlaciones en una zona donde es esperable que las mismas no se vean afectadas sensiblemente por las dimensiones y geometría del lecho. Estas correlaciones tienen la forma general [53]

$$Nu_{\text{máx}} = f(Ar, \text{ otros números adimensionales})$$

y en algunos casos incluyen dimensiones tales como la altura del lecho en condiciones de reposo o el diámetro del mismo. La dependencia de $h_{\text{máx}}$ con el número de Arquímedes puede visualizarse en forma sencilla, tal como se muestra en el Apéndice III.1.

-
- *Grewal y Saxena [149]* (para tubos sumergidos horizontales de diámetro d_T y partículas pequeñas ($d_p < 0.5\text{mm}$))

$$\text{Nu}_T = 47 (1 - \delta_D) \left[\left(\frac{G d_T \rho_p}{\rho_g \mu_g} \right) \left(\frac{\mu_g^2}{d_p^3 \rho_p^2 g} \right) \right]^{0.325} \left(\frac{\rho_p C_{ps} d_T^{1.5} g^{0.5}}{k_g} \right)^{0.23} \text{Pr}^{0.3}$$

donde $\text{Nu}_T = h d_T / k_g$.

- *Gelperin y colab. [150]*

$$\text{Nu}_T = 4.38 \left[\frac{1}{6(1 - \delta_D)} \left(\frac{G d_p}{\mu_g} \right) \right]^{0.32} \left(\frac{1 - \delta_D}{\delta_D} \right) \frac{d_T}{d_p}$$

- *Ternovskaya y Korenberg [151]*

$$\text{Nu}_T = 2.90 \left[\left(\frac{1 - \delta_D}{\delta_D} \right) \frac{G d_p}{\mu_g} \right]^{0.4} \frac{d_T}{d_p} \text{Pr}^{0.3}$$

- *Wender y Cooper [152]* (para tubos sumergidos verticales de diámetro d_T y partículas pequeñas ($d_p < 0.5\text{mm}$))

$$\frac{\text{Nu}_T}{1 - \delta_D} \left(\frac{k_g}{C_{pg} \rho_g} \right)^{0.43} = 7 \cdot 10^{-4} \left(\frac{G d_p}{\mu_g} \right)^{0.23} \left(\frac{C_{ps}}{C_{pg}} \right)^{0.8} \left(\frac{\rho_p}{\rho_g} \right)^{0.66}$$

para $0.01 < (G d_p / \mu_g) < 100$

- *Mathur y Saxena [153]* (para tubos verticales y partículas "grandes")

$$\text{Nu}_T = h d_p / k_g = 5.95 (1 - \delta_D)^{2/3} + 0.055 \text{Ar}^{0.3} \text{Re}^{0.2} \text{Pr}^{1/3}$$

Tabla 3.2. Ejemplos de correlaciones para evaluar h [53]

En bibliografía se hallan numerosas correlaciones de este tipo, como puede verse en la recopilación de Saxena [53]. Como ejemplo, puede citarse la expresión propuesta por Denloye y Botterill [53], que no incluye los efectos de la radiación. Estos autores determinaron el coeficiente global para la transferencia de calor desde una superficie de 120 mm de longitud y 12,7 mm de diámetro sumergida en lechos de partículas de cobre ($d_p = 160; 590; 1.020$ y $2.370 \mu\text{m}$), y vidrio ($d_p = 415 \mu\text{m}$), fluidizados por aire, argón, dióxido de carbono y freón en el rango de presiones desde 0,1 hasta 1 MPa. Sobre la base de sus mediciones experimentales, desarrollan la siguiente correlación para el máximo coeficiente de transferencia global,

$$\text{Nu}_{\text{máx}} = \frac{h_{\text{máx}} d_p}{k_g} = 0.843 \text{Ar}^{0.15} + 0.86 \text{Ar}^{0.39} d_p^{0.5} \quad (3.31)$$

que es válida para $10^3 < \text{Ar} < 2 \cdot 10^6$.

APENDICE III.1

Funcionalidad de $Nu_{\text{máx}}$ con Ar.

El presente análisis se llevará a cabo, por razones prácticas, sobre la base de considerar partículas de pequeño tamaño y temperaturas de operación bajas. De esta forma, el coeficiente de transferencia h estará esencialmente determinado por la componente debida al sólido, h_p . No obstante, cuando la componente del gas h_g es considerable, puede realizarse un tratamiento análogo. El coeficiente $h_{p,D}$ puede expresarse por la ecuación (3.13b), y, considerando que el aporte de las burbujas es mucho menos importante que la contribución del sólido, puede escribirse el número de Nusselt correspondiente al coeficiente de transferencia total h , de la siguiente forma:

$$Nu = \frac{h d_p}{k_g} = \frac{(1 - f_B)}{\frac{k_g}{h_{wp} d_p} + \frac{1}{\left[\frac{4 k_D C_{pD} d_p^2}{\pi t_c k_g^2} \right]^{0.5}}} \quad (\text{AIII.1})$$

habiéndose considerado que $h_p = h_{p,D}(1 - f_B)$, (ec. 2.19b). La conductividad de la fase densa k_D se considerará igual a la conductividad efectiva estanca k_c° y la capacidad calorífica volumétrica de la fase densa, C_{pD} , expresada mediante la ec. (3.6). Si \hat{C}_{pg} representa la capacidad calorífica por unidad de masa del gas, la ecuación (AIII.1) puede reescribirse, multiplicando y dividiendo por $(\mu \hat{C}_{pg} \rho_p)$ el segundo término del denominador del miembro derecho, como

$$Nu = \frac{h d_p}{k_g} = \frac{(1 - f_B)}{\frac{1}{Nu_{wp}} + \frac{1}{\left[\frac{4 \left(\frac{\mu \hat{C}_{pg}}{k_g} \right) \left(\frac{k_D}{k_g} \right) \left(\frac{\hat{C}_{pD}}{\hat{C}_{pg}} \right) \frac{\rho_p d_p^2}{t_c \mu} \right]^{0.5}}} \quad (\text{AIII.2})$$

siendo $\hat{C}_{pD} = \frac{C_{pD}}{\rho_p} \approx (1 - \delta_D) \hat{C}_{ps}$, y \hat{C}_{ps} es la capacidad calorífica por unidad de masa del sólido.

En la ecuación precedente, el primer factor entre paréntesis es el número de Prandtl, $Pr = \mu \hat{C}_{pg} / k_g$, cuya variación es escasa para los distintos sistemas. Lo mismo ocurre con la relación de capacidades caloríficas másicas y con la relación k_D / k_g (que depende débilmente de k_p / k_g , como puede observarse, por ejemplo en la correlación de Kunii y Smith [99], ec. (3.30). En cuanto a Nu_{wp} , se ha visto en la sección 3.4.1. que su valor se halla en un rango relativamente estrecho, expresión 3.29. En consecuencia, la ecuación (AIII.2) puede reducirse, agrupando los términos aproximadamente constantes e introduciendo el número de Arquímedes Ar , (ec. 2.4a), de la siguiente forma:

$$Nu = \frac{h d_p}{k_g} = \frac{(1 - f_B)}{Cte_1 + \frac{1}{\left[Cte_2 \left(\frac{\rho_p d_p}{\rho_g g} \right)^{0.5} \frac{Ar^{0.5}}{t_c} \right]^{0.5}}} \quad (AIII.3)$$

De las correlaciones para f_B y t_c puede obtenerse la dependencia de estos parámetros con las variables fundamentales $(U - U_{mf})$ y d_p . Utilizando las expresiones de Bock, [24] formuladas en la Tabla 6.4 (Capítulo VI) puede escribirse que:

$$t_c \propto \frac{d_p^{0.5}}{(U - U_{mf})^{0.5}} \left(\frac{\rho_p}{\rho_g} \right)^{0.4}; \quad f_B \propto (U - U_{mf})^{0.5}$$

e introduciendo estas relaciones de proporcionalidad en la ecuación (AIII.3) se obtiene:

$$Nu = \frac{[1 - Cte_3 (U - U_{mf})^{0.5}]}{Cte_1 + \frac{1}{\left[Cte_4 \left(\frac{\rho_p}{\rho_g} \right)^{0.1} Ar^{0.5} (U - U_{mf})^{0.25} \right]^{0.5}}} \quad (AIII.4)$$

Teniendo en cuenta que la influencia de la relación entre densidad del sólido y la densidad del gas ha quedado minimizada por el exponente 0.1, la ecuación

(AIII.4) permite afirmar que

$$\text{Nu} = f(\text{Ar}, (U - U_{mf})) \quad (\text{AIII.5})$$

En el máximo, debe cumplirse la condición de derivada primera nula,

$$\frac{d \text{Nu}}{d(U - U_{mf})} = 0 = g(\text{Ar}, (U - U_{mf})) \quad (\text{AIII.6})$$

por lo tanto, el valor óptimo de $U - U_{mf}$, resultará una función de Ar,

$$(U - U_{mf})_{\text{ópt}} = G(\text{Ar}) \quad (\text{AIII.7})$$

tal como se observa en expresiones tal como (2.12) (Chen y Pei [31]). Reemplazando el valor óptimo de $(U - U_{mf})$ en la expresión (AIII.5), se obtiene la funcionalidad para el $\text{Nu}_{\text{máx}}$, que dará el máximo coeficiente global $h_{\text{máx}}$:

$$\text{Nu}_{\text{máx}} = f(\text{Ar}, G(\text{Ar})) = F(\text{Ar}) \quad (\text{AIII.8})$$

La expresión (AIII.8) corrobora la forma general descripta para $\text{Nu}_{\text{máx}}$, que depende de la fluidodinámica de la fase densa, representada por Ar.

CAPITULO IV

ANALISIS DE LA CONTRIBUCION DEL GAS

- 4.1. Introducción
- 4.2. Antecedentes
- 4.3. Contribución de la fase densa
 - 4.3.1. Obtención de una expresión para $h_{g,D}$
 - 4.3.2. Correlaciones para las propiedades térmicas efectivas
 - 4.3.3. Análisis de los términos de la ecuación (4.11)
 - 4.3.4. Aplicación del desarrollo realizado a la transferencia de materia
- 4.4. Contribución de las burbujas
- 4.5. Comparación de valores predichos de h_g con resultados experimentales
 - 4.5.1. Experiencias sobre transferencia de materia [25, 50, 68, 121]
 - 4.5.2. Experiencias sobre transferencia de calor [122, 123]
- 4.6. Conclusiones

Apéndice IV.1

Solución de balances energéticos en la fase densa para partículas grandes a T_F

CAPITULO IV

ANALISIS DE LA CONTRIBUCION DEL GAS

4.1. Introducción

En el Capítulo III se ha descrito el tratamiento que ha merecido la contribución del gas a la transferencia de calor en bibliografía, sustancialmente menor que la correspondiente al sólido. En tal sentido, en dicho capítulo se ha realizado una descripción de las modalidades utilizadas por diferentes autores para interpretar y cuantificar la componente $h_{g,D}$.

Este capítulo está orientado a la aplicación del modelo formulado en el Capítulo III al caso de partículas grandes, (con temperatura uniforme, T_p), con el fin de caracterizar y evaluar la contribución del gas a la transferencia de calor. La condición de altos d_p es empleada debido a la existencia de valores experimentales adecuados para los mismos, con los cuales se confrontarán los resultados del modelo. La evaluación de los parámetros que surgen en el análisis de la contribución del gas se realiza mediante la utilización de expresiones desarrolladas principalmente en experiencias con lechos fijos.

En la sección 4.2 se sintetizan aspectos de interés de trabajos previos, que, complementan las descripciones incluidas en el Capítulo III, sección 3.2.2.

La evaluación del coeficiente $h_{g,D}$ para partículas grandes a partir del MME formulado en el Capítulo III, se lleva a cabo en la sección 4.3. Además se describen las correlaciones utilizadas para evaluar los parámetros térmicos efectivos. Simultáneamente se discute la aplicabilidad del planteo realizado al caso análogo de transferencia de materia.

Con el fin de cuantificar la contribución global del gas a la transferencia de calor, ec. (2.19c)

$$h_g = h_{g,D}(1 - f_B) + h_{g,B} f_B$$

en el punto 4.4. se propone una vía para la estimación de la transferencia de calor por convección desde la fase burbuja.

Finalmente, en la sección 4.5 se comparan los resultados obtenidos con datos experimentales de otros autores.

4.2. Antecedentes

En el Capítulo III, sección 3.2.2, se ha analizado el trabajo de Baskakov y colab. [25], en el que se correlacionan los datos experimentales de transferencia de materia debidos a Baskakov y Suprun [68] y a Ziegler y Brazelton [50]. Esta situación es análoga al proceso de intercambio térmico pero con la particularidad de que las partículas y el gas no intercambien calor entre sí, y por lo tanto ambas fases actúan independientemente. Las ecuaciones (3.14), propuestas por este autor, permiten hallar el coeficiente h_g , incluyendo la contribución convectiva de las burbujas.

También se analizaron en 3.2.2. los trabajos de Gabor [69], Botterill y Denloye [73], Xavier y Davidson [71] y Barreto y colab. [72], que suponen que $h_{g,D}$ puede asimilarse al coeficiente correspondiente a fluidización incipiente. En tal sentido; se puntualizó que esta metodología es sustancialmente errónea puesto que no permite considerar los efectos de la renovación de agregados en contacto con la pared por el pasaje de burbujas. En estos casos, la aditividad de las contribuciones es concebida considerando que el pasaje de burbujas "adiciona" el efecto de la renovación del sólido (traducido en $h_{p,D}$) al valor de coeficiente existente en la fluidización incipiente, h_{inc} (sección 3.2.2).

Existen trabajos realizados con el fin de evaluar la velocidad de transferencia térmica en lechos de partículas grandes ($d_p > 2 \text{ mm}$) en los cuales se ha supuesto que toda la resistencia a la transferencia de calor desde el gas se halla localizada sobre la pared, tales como el realizado por Ganzha y colab. [74]. El enfoque seguido por estos autores se mencionó someramente en la sección 3.2.2, y se incluirá aquí una descripción más detallada, en virtud de realizar, posteriormente, la comparación de los valores de h_g predichos por su correlación con los obtenidos a partir del MME. Antes de analizar el trabajo de Ganzha y colab., conviene remarcar que esta modalidad es esencialmente opuesta a la que se tiene al evaluar la componente convectiva del gas a partir de experiencias de transferencia de materia, en los cuales el coeficiente h_{pg} es cero.

Ganzha y colab. [74] realizan el análisis de la contribución del gas utilizando la velocidad de operación U en lugar de la velocidad intersticial U_D , y proponen evaluar la contribución convectiva del gas a la transferencia de calor, mediante una expresión desarrollada sobre la base de una capa límite de gas sobre la superficie sumergida, interrumpida por

la presencia de sólidos:

$$Nu_g = 0.12 Re^{0.8} Pr^{0.43} (1 - \delta_w)^{0.133} \delta_w^{-0.8} \quad (4.1a)$$

en la cual δ_w es la porosidad en la zona adyacente a la pared, cuya extensión no se define en forma precisa, y es evaluada mediante la siguiente expresión empírica

$$\delta_w = \delta_{w(mf)} + 1.65 (1 - \delta_{mf}) A [1 - \exp(-\xi / A^2)] \quad (4.1b)$$

donde

$$A = (Re - Re_{mf}) / Ar^{0.5}; \quad \xi = 0.367 \ln((\delta_{w(mf)} - \delta_{mf}) / (1 - \delta_{mf})) \quad (4.1c)$$

δ_{mf} es la porosidad en condiciones de mínima fluidización y $\delta_{w(mf)}$ es la porosidad en la zona adyacente a la pared, evaluada en condiciones de mínima fluidización. Los autores calculan esta magnitud mediante una expresión desarrollada para lechos en fluidización incipiente, en base a la correlación de Kimura y colab. [103] para lechos fijos:

$$\delta_{w(mf)} = 1 - \frac{(1 - \delta_{mf}) [0.7293 + 0.5139 (d_p/d_T)]}{(1 + d_p/d_T)} \quad (4.1d)$$

En la expresión (4.1a) el factor 0.12 resultó del ajuste de las predicciones de la misma con los resultados experimentales.

4.3. Contribución de la fase densa

4.3.1. Obtención de una expresión para $h_{g,D}$

Se desarrollará una expresión para $h_{g,D}$, para partículas isotérmicas, en un lecho que intercambia calor con una superficie sumergida, de acuerdo al esquema de la fig. 4.1, a partir de la resolución del modelo formulado en el Capítulo III.

Las ecuaciones gobernantes de la transferencia de calor en la fase densa corresponden a las expresiones del balance de energía para el gas y para el sólido, ecs. (3.25a)-(3.25b)-(3.25d) del modelo formulado

en el Capítulo III.

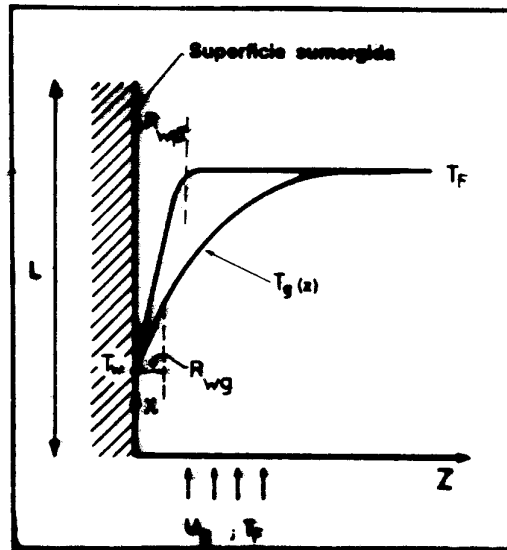


Fig. 4.1 Esquema del sistema analizado para partículas "grandes" ($T_{p,j} = T_F$).

No obstante, ciertas simplificaciones deben ser tenidas en cuenta, como resultado de realizar el análisis para sólidos de $d_p > 2$ mm y bajas temperaturas. En estas condiciones, el balance de energía para el sólido no será necesario ya que las partículas, por su dimensión, pueden considerarse isotérmicas.

En consecuencia, para todos los estratos $T_{p,j} = T_F$, con lo cual el balance de energía para el gas puede desacoplarse del correspondiente al sólido, que posee un estado térmico definido por T_F .

Al considerar que todos los estratos se hallan a la temperatura T_F , en la ecuación (3.25d) puede suprimirse el subíndice que identifica las secciones, resultando una ecuación para un medio "continuo":

$$C_{pg} \left(c_1 \delta_D \frac{\partial T_g}{\partial t} + c_2 U_D \frac{\partial T_g}{\partial x} \right) = k_{eg} \frac{\partial^2 T_g}{\partial z^2} + \frac{6}{d_p} (1 - \delta_D) h_{pg} (T_F - T_g) \quad (4.2a)$$

donde se ha utilizado la ecuación (3.23) y $S_p = \pi d_p^2$ para reexpresar el término de intercambio gas-sólido. Los coeficientes c_1 y c_2 en la ec. (4.2a) son, en este estado de la formulación, iguales a uno. Los mismos serán utilizados

posteriormente en el análisis de una expresión aproximada para $h_{g,D}$. La condición inicial para la ecuación (4.2a) es la siguiente:

$$t = 0 \quad T_g = T_F \quad (4.2b)$$

y las condiciones de contorno,

$$x = 0 \quad T_g = T_F \quad (4.2c)$$

$$z = 0 \quad k_{eg} \frac{\partial T_g}{\partial z} = h_{wg} (T_g - T_w) \quad (4.2d)$$

$$z \rightarrow \infty \quad T_g = T_F \quad (4.2e)$$

El coeficiente $h_{g,D}$ se evalúa a partir de la ec. (3.26e)

$$h_{g,D} = \frac{\int_0^L \int_0^{t_c} h_{g,D}^i(x,t) dt dx}{t_c L} \quad (3.26e)$$

teniendo en cuenta que el coeficiente instantáneo $h_{g,D}^i$ se ha definido mediante la ecuación (3.26c) como:

$$h_{g,D}^i(x,t) = h_{wg} \frac{(T_{g,1}|_{z=0}(x,t) - T_w)}{(T_F - T_w)} \quad (3.26c)$$

y que, para el caso analizado, deberá reemplazarse en (3.26c) $T_{g,1}|_{z=0}(x,t)$ por $T_g|_{z=0}(x,t)$. A partir de (3.26c), considerando la condición de contorno (4.2d), se puede escribir la siguiente relación:

$$h_{g,D}^i (T_F - T_w) = k_{eg} \frac{\partial T_g}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (4.2f)$$

La solución analítica del conjunto, que permite calcular el coeficiente $h_{g,D}$ (ec. 3.26e), se desarrolla en el Apéndice IV.1, utilizando un procedimiento desarrollado previamente [104]. No obstante, puede obtenerse una solución aproximada de menor complejidad a partir de la utilización de la transformada de Laplace, como será discutido a continuación.

Koppel y colab. [22] y Chen y Pei [31] plantearon el análisis de la transferencia de calor, considerando una distribución exponencial de tiempos de contacto, en lugar de una distribución pulso (equivalente a adoptar un único valor, $t_c = \bar{t}_c$),

$$f(t) = \frac{\exp(-t/\bar{t}_c)}{\bar{t}_c} \quad (4.3)$$

Utilizando las ecuaciones (2.10a y 2.10b), puede demostrarse que la correspondiente distribución de edades $E(t)$ resulta:

$$E(t) = \frac{\exp(-t/\bar{t}_c)}{\bar{t}_c} \quad (4.4)$$

Si se define el coeficiente instantáneo promedio sobre toda la extensión de la superficie sumergida, $h_{g,D}^{iL}$ mediante

$$h_{g,D}^{iL}(t) = \frac{1}{L} \int_0^L h_{g,D(i)}(x,t) dx \quad (4.5)$$

podrá escribirse $h_{g,D}$ en forma análoga a lo expresado para $h_{p,D}$ en la ec. (2.11e) para $h_{p,D}$,

$$h_{g,D} = \int_0^{\infty} h_{g,D}^{iL}(t) E(t) dt \quad (4.6a)$$

y reemplazando en (4.6a) el valor de $E(t)$ dado por (4.4) se tiene finalmente la siguiente expresión para $h_{g,D}$:

$$h_{g,D} = \frac{\int_0^{\infty} h_{g,D}^{iL}(t) \exp(-t/\bar{t}_c) dt}{\bar{t}_c} \quad (4.6b)$$

El numerador de la ecuación (4.6b) puede interpretarse como la transformada de Laplace, sobre la variable t de $h_{g,D}^{iL}$, con

el operador de Laplace, $p = 1/\bar{t}_c$. Sobre esta base, Koppel y colab. [22] y Chen y Pei [31] evaluaron $h_{g,D}$, con distribución exponencial de edades, a partir de la expresión (4.6b) y afirman que los coeficientes así obtenidos presentaron diferencias no muy apreciables con los correspondientes a la distribución pulso. En este trabajo, se utilizará un procedimiento similar, aplicando la transformación de Laplace, lo cual, en principio, implicaría adoptar una distribución exponencial de tiempos de contacto; sin embargo, los valores obtenidos de $h_{g,D}$ serán corregidos a través de los coeficientes c_1 y c_2 incluidos en la expresión (4.2a), para aproximarlos a la situación correspondiente a una distribución *pulso* de tiempos de contacto, tal como se adopta a lo largo de todo este trabajo. El procedimiento matemático se utiliza en el Capítulo VI aplicado al conjunto de ecuaciones del MME (sección 3.3.2) en un caso general, y en este capítulo se restringirá a la determinación de la componente $h_{g,D}$ para el caso de partículas grandes, como se mencionó en la sección introductoria (4.1).

El desarrollo de la expresión aproximada para $h_{g,D}$ se realizará aplicando la transformación de Laplace, pero no sólo sobre la variable temporal, sino también sobre la espacial, x . Con este fin se hará uso de la formulación de Bromwich-Jeffreys para la transformación de Laplace, (Carslaw y Jaegger [104]):

$$\mathcal{L}(T_g) = \tilde{T}_g = p_t p_x \int_0^{\infty} \exp(-t p_t) \left[\int_0^{\infty} \exp(-x p_x) T_g(x,t) dx \right] dt \quad (4.7)$$

Aplicando esta doble transformación a la ecuación (4.2a) y a sus condiciones inicial y de contorno, se obtiene una ecuación diferencial ordinaria en la variable z . La solución de esta ecuación, $\mathcal{L}(T_g)$, es una función de z , p_t y p_x , que una vez obtenida permite expresar el coeficiente $h_{g,D}$ en el campo transformado, que se denotará $\tilde{h}_{g,D}$, mediante la ecuación siguiente:

$$(T_F - T_w) \tilde{h}_{g,D}(p_x, p_t) = k_{eg} \frac{\partial}{\partial z} \left[\mathcal{L}(T_g) \right]_{x=0} \quad (4.8)$$

De esta forma resulta la siguiente expresión:

$$\tilde{h}_{g,D}(p_x, p_t) = \frac{h_{wg}}{1 + h_{wg} / (H_p^2 + H_r^{*2} + H_c^{*2})^{0.5}} \quad (4.9)$$

donde

$$H_r^{*2} = k_{eg} \delta_D C_{pg} p_t c_1; \quad (4.10a)$$

$$H_c^{*2} = k_{eg} C_{pg} U_D p_x c_2; \quad (4.10b)$$

$$H_p^2 = 6 (1 - \delta_D) h_{pg} k_{eg} / d_p \quad (4.10c)$$

En lugar de utilizar el Teorema de Inversión de la Transformación de Laplace, se intentará ajustar los coeficientes obtenidos a partir de la expresión (4.9) a los resultantes de la solución desarrollada en el Apéndice IV1, ecuación AIV1.19.

En primer lugar, se evalúa el coeficiente $\tilde{h}_{g,D}$ en los siguientes valores de los operadores p_t y p_x :

$$p_t = 1/t_c; \quad p_x = 1/L$$

Se obtiene, de esta manera, la ecuación que permitirá calcular el valor aproximado de $h_{g,D}$:

$$h_{g,D} = \frac{h_{wg}}{1 + h_{wg} / (H_p^2 + H_r^2 + H_c^2)^{0.5}} \quad (4.11)$$

donde

$$H_r^2 = k_{eg} \delta_D C_{pg} c_1 / t_c; \quad H_c^2 = k_{eg} C_{pg} U_D c_2 / L \quad (4.12)$$

Los coeficientes c_1 y c_2 serán utilizados para ajustar los valores de $h_{g,D}$ (obtenidos de la ec. 4.11), con los resultantes de la expresión (AIV1.19).

Con el fin de simplificar la escritura de las ecuaciones involucradas se definirán las siguientes variables:

$$Lu = (L/U_D)^{1/2} \quad t^* = t_c^{1/2}$$

El ajuste de los coeficientes c_1 y c_2 se realiza

mediante la igualación de las derivadas siguientes:

$$\left. \frac{\partial h_{g,D}}{\partial Lu} \right|_{Lu=0} \quad \text{y} \quad \left. \frac{\partial h_{g,D}}{\partial t^*} \right|_{t^*=0}$$

obtenidas a partir de (4.11) y (AIV1.19).

Desarrollando en series de Taylor la ecuación (4.11) y derivando posteriormente, resultan:

$$\left. \frac{\partial h_{g,D}}{\partial t^*} \right|_{t^*=0} = - \frac{h_{wg}^2}{\left(k_{eg} C_{pg} \delta_D c_1 \right)^{0.5}} \quad (4.12a)$$

$$\left. \frac{\partial h_{g,D}}{\partial Lu} \right|_{Lu=0} = - \frac{h_{wg}^2}{\left(k_{eg} C_{pg} c_2 \right)^{0.5}} \quad (4.12b)$$

De manera análoga, a partir del desarrollo en series de Taylor de la expresión (AIV1.19) del Apéndice IV.1, se obtiene

$$\left. \frac{\partial h_{g,D}}{\partial t^*} \right|_{t^*=0} = - \frac{h_{wg}^2}{\left(k_{eg} C_{pg} \delta_D 4/\pi \right)^{0.5}} \quad (4.12c)$$

$$\left. \frac{\partial h_{g,D}}{\partial Lu} \right|_{Lu=0} = - \frac{h_{wg}^2}{\left(k_{eg} C_{pg} 4/\pi \right)^{0.5}} \quad (4.12d)$$

La comparación de las expresiones (4.12a) - (4.12c) entre sí conduce a obtener el valor de c_1 , que resulta:

$$c_1 = 4/\pi$$

Análogamente, comparando (4.12b) con (4.12d) se obtiene

$$c_2 = 4/\pi$$

De esta forma, los coeficientes de ajuste a propiados para ser utilizados en (4.11) poseen igual valor numérico.

Adicionalmente, debe señalarse que, cuando $t_c \rightarrow \infty$ y $(L/U_D) \rightarrow \infty$ el término H_p^2 es mucho mayor que $(H_c^2 + H_r^2)$, con lo cual ambas

expresiones, (4.11) y (AIV1.19) se reducen a la misma forma:

$$\frac{h_{g,D}}{h_{wg}} = \frac{1}{1 + h_{wg}/H_p}$$

Finalmente, resulta interesante analizar el comportamiento de las ecuaciones (4.11) y (AIV1.19) en las siguientes situaciones límite:

■ Si $H_r \ll H_c$; $H_p \ll H_c$ y $H_c \ll 1$ (lo cual ocurre para valores relativamente altos de L/U_D), y, además, $t_c \rightarrow \infty$ y $h_{pg} \approx 0$, entonces las ecuaciones (4.11) y (AIV1.19) se reducen a:

$$h_{g,D} = H_c = k_{eg} C_{pg} U_D 4/(\pi L)$$

que representa una situación física asimilable al proceso de transferencia de materia en lechos fijos.

■ Si $H_p \ll H_r$; $H_c \ll H_r$ y $H_r \ll 1$ (lo cual tiene lugar para relativamente altos valores de t_c), y, además $L/U_D \rightarrow \infty$ y $h_{pg} \approx 0$, entonces tanto (4.11) como (AIV1.19) conducen a:

$$h_{g,D} = H_r = k_{eg} \delta_D C_{pg} 4/(\pi t_c)$$

que interpreta una situación física correspondiente a transferencia de materia ($h_{pg} = 0$) en un lecho fluidizado con una superficie extensa (L grande) a valores suficientemente altos de t_c .

Las máximas diferencias obtenidas al evaluar $h_{g,D}$ a partir de la expresión (4.11) con respecto a la solución exacta son de aproximadamente 5%. Considerando que este valor es menor que la precisión usualmente factible en predicciones de velocidades de transferencia de calor, se utilizará la ecuación (4.11) en el resto del análisis desarrollado en este capítulo.

La magnitud de $h_{g,D}$, a partir de la ecuación (4.11), quedará determinada por el valor del coeficiente h_{wg} y por los términos H_r , H_c y H_p . Estos últimos representan a tres mecanismos actuantes como fuentes de calor para el gas intersticial mientras intercambia calor con la superficie: H_r interpreta el mecanismo de reemplazo por pasaje de burbujas; H_c representa la

convección del gas intersticial y H_p tiene en cuenta la transferencia desde las partículas. Cuando uno de estos términos es mucho mayor que h_{wg} , entonces se tendrá un estado térmico en el gas dado por $T_g = T_F$. En esta condición, se alcanzará el máximo valor posible para la componente $h_{g,D}$, numéricamente igual a h_{wg} .

Con el fin de evaluar la importancia relativa de estos términos en la ecuación (4.11), se requiere disponer de expresiones adecuadas para calcular las propiedades térmicas efectivas: h_{wg} , k_{eg} y h_{pg} y de los parámetros fluidodinámicos fundamentales, f_b y t_c .

4.3.2. Correlaciones para las propiedades térmicas efectivas

Las correlaciones empleadas para evaluar h_{wg} , k_{eg} y h_{pg} se muestran en la Tabla 4.1. Estas expresiones se basan fundamentalmente en datos experimentales para lechos fijos, encontrándose escasos trabajos en los que se estudie la predicción de los mismos en lechos fluidizados [36]. Con relación a la aplicabilidad de estas correlaciones a la fase densa de un lecho fluidizado, pueden analizarse dos factores con probable influencia: cierto grado de movilidad de las partículas y posibilidad de que se tengan mayores porosidades en la fase densa que en un lecho fijo. Por parte del primer efecto, no es esperable ninguna influencia sustancial sobre los parámetros térmicos [52]. En relación a los valores de porosidad, se conoce que sólo para lechos fluidizados de partículas muy pequeñas ($d_p < 0.1$ mm), la fase densa puede expandirse hasta porosidades sustancialmente mayores que las usuales en lechos fijos. Para partículas grandes, como las analizadas en este capítulo, la fase densa presenta porosidades muy cercanas a las correspondientes a la condición de mínima fluidización, δ_{mf} , y, consecuentemente, a las de un lecho fijo. De esta forma, las correlaciones existentes para lechos fijos pueden considerarse adecuadas como base del presente análisis.

<i>Parámetros de transferencia de calor</i>	
<i>Yagi y Wakao</i> [105]	$Nu_{wg} = 0.2 Re_D^{0.8} Pr^{0.33}; Re_D > 40 \quad (T1)$
<i>Beek</i> [106]	$Nu_{pg} = \frac{h_{pg} d_p}{k_g} = 0.6 Re_D^{0.57} Pr^{0.33} / \delta_D; \quad (T2)$
	$50 < Re_D < 2000$
<i>Yagi y Kunii</i> [38]	$k_{eg} = 0.1 k_g Re_D Pr \quad (T3)$
<i>Parámetros fluidodinámicos</i>	
<i>Baskakov y colab.</i> [25]	$t_c = 0.44 \left[\frac{g d_p}{(U - U_{mf}) + 0.1 U_{mf}} \right]^{0.14} \left(\frac{d_p}{d_T} \right)^{0.225} \quad (T4)$
<i>Decker y Glicksman</i> [97]	$U_D = U_{mf} (1 + 2 f_B) \quad (T5)$

Tabla 4.1 Expresiones para h_{wg} , h_{pg} , k_{eg} , U_D y t_c utilizadas en las ecuaciones (4.11), (4.21) y (3.14).

El coeficiente h_{wg} puede interpretarse como el resultado de la presencia de una capa límite (discontinua) sobre la pared, con un espesor efectivo del orden de d_p . Este parámetro se estimará a partir de la correlación de Yagi y Wakao [105], ecuación (T1) de la Tabla 4.1, obtenida mediante experiencias de transferencia de materia desde la pared del recipiente hacia la corriente de gas fluyente en lechos fijos. La comparación de la expresión (T1) con otras correlaciones para h_{wg} arroja diferencias significativas para bajos valores de Re_D , en general para $Re_D < 200-300$. Si bien la dispersión disminuye conforme Re_D aumenta, al punto que los valores obtenidos de la ec. (T1) y los calculados de las correlaciones de Yagi y Kunii [38], Specchia y colab. [107] y Li y Finlayson [108] (todas ellas desarrolladas para lechos fijos), se ubican en una franja de 15%, a valores de $Re_D = 2000$, deben tenerse en cuenta los rangos de Re_D usuales en los sistemas fluidizados de interés. Considerando que $U_D = U_{mf}$, se obtienen valores de Re_D en el rango $40 < Re_D < 300$ para fluidización de partículas en el rango de

$d_p > 1-3 \text{ mm}$ ($\rho_p = 2650 \text{ kg/m}^3$) con aire a presión atmosférica y temperatura ambiente. Consecuentemente es necesario admitir un nivel de incertidumbre en las predicciones de la correlación utilizada para h_{wg} (ec. T1).

El coeficiente de transferencia gas-sólido, h_{pg} , se calculará a partir de la correlación propuesta por Beek [106], ecuación (T2) de la Tabla 4.1. Esta expresión fue obtenida a partir de experiencias en lechos fijos y lechos uniformemente fluidizados. Como en el caso de Nu_{wg} , los valores de Nu_{pg} predichos por distintas correlaciones son menos dispersos para altos Re_D . Por ejemplo, en el rango $200 < Re_D < 2000$, los valores obtenidos a partir de la ec. (T2) y los correspondientes a las correlaciones de Gupta y Thodes [109], Wakao y colab. [110] y Gunn [111] se diferencian en alrededor de 25%. No obstante, dados los valores típicos de Re_D mencionados en el párrafo previo (al discutir la evaluación de h_{wg}) debe aceptarse, también en este caso un determinado nivel de incertidumbre.

En lo que respecta a la conductividad térmica efectiva del gas, k_{eg} , la misma se expresa usualmente para el caso de lechos fijos de alta relación d_T/d_p , y número de Reynolds superior a 40, mediante ecuaciones del tipo

$$k_{eg} = \alpha k_g Re_D Pr$$

en las cuales el valor de α es particular de cada correlación, encontrándose en el intervalo $0.07 \leq \alpha \leq 0.125$ [52, 106, 107, 112, 113]. En este trabajo se utilizará la correlación de Yagi y Kunii [38], ecuación (T3) de la Tabla 4.1.

4.3.3. Análisis de los términos de la ecuación (4.11)

En la fig. 4.2 se grafican los términos H_r , H_p y H_c de la ecuación (4.11), relativamente al valor h_{wg} , en función de d_p , para ($0.1 < t_c < 1 \text{ s}$) y ($0.01 < L < 1 \text{ m}$). El rango de tiempos de contacto cubre los valores hallados normalmente en la práctica; el menor valor de L representa una cota inferior para el diámetro de tubos horizontales y el mayor corresponde a la longitud de tubos verticales de uso industrial.

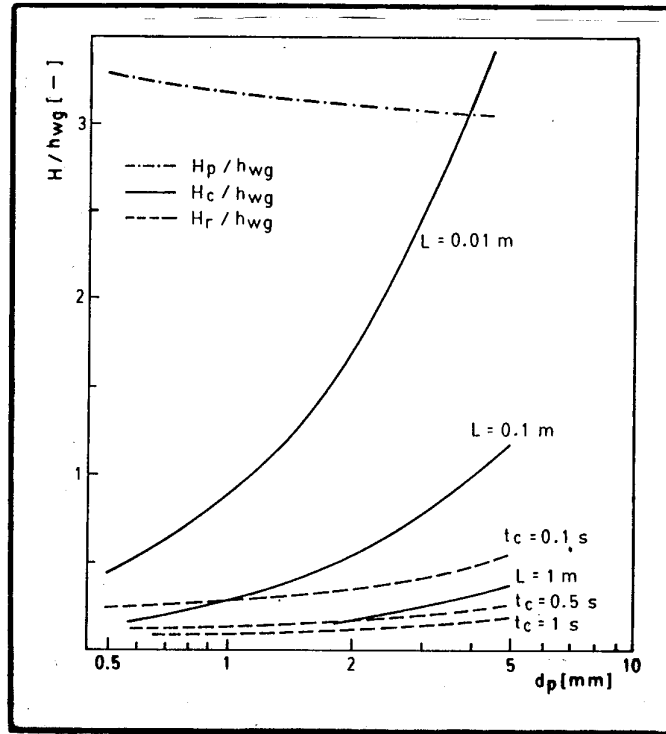


Fig. 4.2 Valores de los términos H : (H_p , H_c , H_r) relativos a h_{wg} para aire a temperatura ambiente y $p = 0.1$ MPa. $\delta_D = \delta_{mf} = 0.4$; $\rho_p = 2000$ kg m^{-3} ; $U_D = U_{mf}$ (estimada por ec. (2.4c)).

Puede observarse en la fig. 4.2 que el término dominante es el correspondiente a la transferencia de calor desde el sólido, H_p y que la relación H_p/h_{wg} es una función relativamente débil de Re_D , y, por lo tanto casi independiente de d_p . Para el caso de las correlaciones utilizadas en este capítulo (Tabla 4.1), la funcionalidad de H_p/h_{wg} es

$$H_p/h_{wg} = 3 \left(\frac{1 - \delta_D}{\delta_D} \right)^{0.5} Pr^{0.33} / Re_D^{0.015} \quad (4.13)$$

El término de renovación, H_r , es de menor importancia, y el correspondiente a la convección del gas, H_c , adquiere relevancia a altos valores de d_p y pequeños de L .

En la Tabla 4.2 se dan los valores de la relación $h_{g,D}/h_{wg}$ calculados a partir de la expresión (4.11) para presiones de operación de 0.1 y 8 MPa. Puede advertirse que, a pesar de considerarse amplios rangos de valores de las diferentes magnitudes, $h_{g,D}/h_{wg}$ muestra sólo pequeñas variaciones. Para una determinada presión, la máxima diferencia hallada es 10%. Una comparación entre los dos niveles de presión dados en la tabla evidencia también un efecto débil de esta variable.

$(h_{g,D}/h_{wg})$		L = 0.01m		L = 1m	
		$t_c = 0.1s$	$t_c = 1s$	$t_c = 0.1s$	$t_c = 1s$
p=0.1MPa	$d_p = 0.5mm$	0.77	0.77	0.77	0.77
	$d_p = 5mm$	0.83	0.83	0.76	0.75
p=8.1MPa	$d_p = 0.5mm$	0.77	0.76	0.76	0.76
	$d_p = 5mm$	0.88	0.87	0.80	0.76

Tabla 4.2 Relación $h_{g,D}/h_{wg}$ de acuerdo a la ecuación (4.11) para valores extremos de los diferentes parámetros.

La principal observación que surge de los valores de la Tabla 4.2 reside en que, para cualquier conjunto de parámetros, $h_{g,D}$ es fuertemente dependiente de h_{wg} , aunque consistentemente menor que éste en alrededor de 15-25%. Para diámetros de partícula menores que 1-2 mm, este porcentaje será aun mayor, puesto que surgirán perfiles de temperatura en el sólido. Debe observarse que el hecho de hallar que los valores de $h_{g,D}/h_{wg}$ menores que la unidad está demostrando claramente la diferencia de temperatura entre las fases sólida (T_p) y gaseosa (T_g).

Otra conclusión que se obtiene de la Tabla 4.2 es la evidente insensibilidad de la relación $h_{g,D}/h_{wg}$ con respecto a ciertos parámetros de difícil estimación, tal como el tiempo de contacto o los

parámetros de transferencia de calor a bajos Re_D (h_{pg} y k_{eg}).

Si bien en el caso de superficies sumergidas horizontales no se tendrá una pared expuesta plana de longitud L , como en el caso adoptado para la deducción de la expresión (4.11), la insensibilidad referida en el párrafo anterior, y, adicionalmente, el relativamente pequeño efecto de H_c justificarían el uso de la ecuación (4.11), para tubos horizontales, considerando $L = d_T$.

4.3.4. Aplicación del desarrollo realizado a la transferencia de materia

El proceso de transferencia de materia desde una superficie sumergida puede analizarse también como un caso particular del modelo desarrollado. Suponiendo que las partículas no adsorban el componente transferido, no existirá intercambio de materia entre ellas y el gas. Cuando los procesos de transferencia de calor y materia son análogos, las expresiones adimensionales para las propiedades de transporte pueden intercambiarse fácilmente, utilizando el número de Schmidt en lugar del Prandtl y el número de Nusselt para transferencia de materia en lugar de su homólogo de transferencia de calor [114]. La expresión apropiada para la transferencia de materia escrita en términos de los coeficientes análogos para transferencia de calor, se obtiene de la ec. (4.11), con $H_p = 0$ (equivalente a eliminar el intercambio gas-sólido, o bien $h_{pg} = 0$)

$$h_{g,D} = \frac{h_{wg}}{1 + h_{wg} / (H_r^2 + H_c^2)^{0.5}} \quad (4.14)$$

La relación $h_{g,D}/h_{wg}$ obtenida de (4.14) se representa en la fig. (4.3) en función de d_p para distintos valores de t_c , L y P . Las restantes propiedades y variables son coincidentes con las señaladas en la fig. (4.2).

Como se evidencia en la fig. (4.3), la relación $h_{g,D}/h_{wg}$ para transferencia de materia, se vuelve más sensible a cambios en las diferentes variables analizadas, que en el caso de transferencia de calor. Esto es una consecuencia de la ausencia de un efecto regulador, provisto por el mecanismo de intercambio gas-sólido contemplado en H_p . La relación $h_{g,D}/h_{wg}$

(fig. 4.3) sólo alcanza valores similares a los correspondientes en la Tabla 4.2 para pequeños valores de L y partículas grandes.

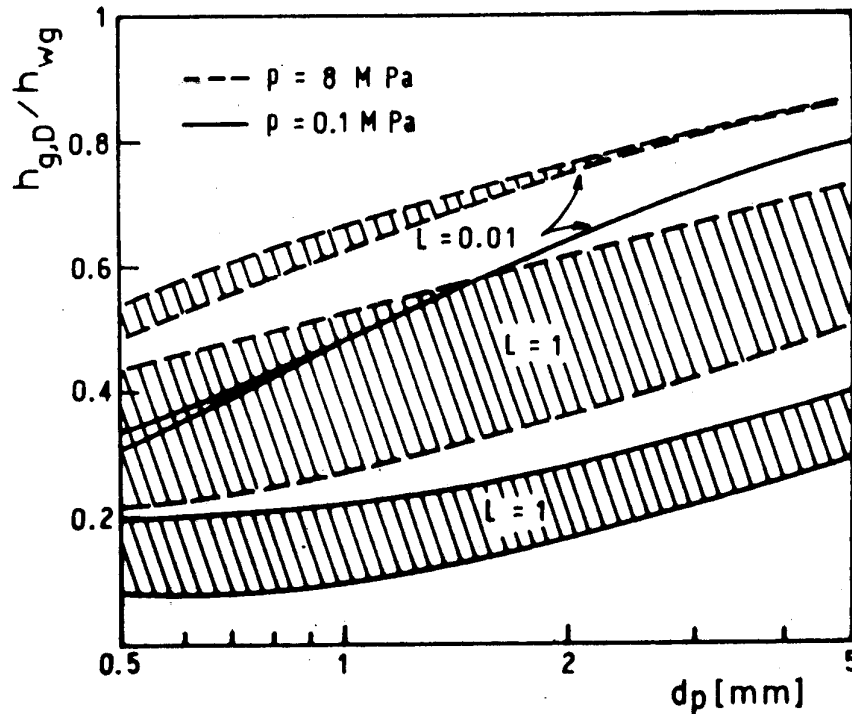


Fig. 4.3 Valores de la relación $h_{g,D}/h_{wg}$ para condiciones de transferencia de materia (ec. 4.14). Influencia de d_p , p , L y t_c . Las zonas rayadas cubren el rango de tiempos de contacto desde $t_c = 0.1$ s (límite superior) a $t_c = 1$ s (límite inferior).

4.4. Contribución de las burbujas

En esta sección se analizará la predicción de la componente convectiva de las burbujas $h_{g,B}$, con lo cual, combinándola con $h_{g,D}$ (de la ecuación 4.11), podrá obtenerse h_g (ec. 2.19d).

Como punto de partida se utiliza el enfoque planteado por Decker y Glicksman [97]. Mediante la solución de Polhausen [115] para transferencia de calor en una capa límite laminar sobre una superficie plana, los autores proponen la siguiente expresión:

$$h_{g,B} = 0.664 k_g \left(\frac{u}{L \nu} \right)^{0.5} Pr^{0.33} \quad (4.15)$$

donde u es la velocidad lineal aproximada del gas. Para el caso de la fase burbuja, se toma u como la velocidad promedio en el interior de la burbuja, dada por $(u_B + 3 U_{mf})$ (Davidson y Harrison [116]), siendo u_B la velocidad de ascenso de la burbuja y el último término pondera el flujo de gas *a través de la burbuja*. La expresión (4.15) es adecuada para superficies cortas, pero en el caso de altos valores de L , implicaría que los elementos de gas en el interior de las burbujas intercambian calor con toda la superficie. Esto no es correcto, debido a que la cantidad de gas que ingresa a través de la base de la burbuja se encontrará a una temperatura muy cercana a T_F e intercambiará calor con la superficie sumergida durante el lapso transcurrido hasta alcanzar el frente superior de la burbuja, que será del orden de $L_B/(3 U_{mf})$, considerando a L_B como *el segmento vertical de superficie que, instantáneamente, contacta a una burbuja promediado sobre todas las configuraciones posibles en las que una burbuja se pone en contacto con la superficie*. Suponiendo que la superficie de intercambio posea una longitud L suficientemente grande, los efectos de extremos no serán importantes y la contribución $h_{g,B}$ puede evaluarse a partir de la ecuación (4.15) sustituyendo u/L por $(3 U_{mf})/L_B$.

Una expresión para cualquier valor de L puede obtenerse realizando un análisis similar al llevado a cabo por Barreto y colab. [117], sobre la base de las siguientes suposiciones:

- a) la velocidad del gas en el interior de la burbuja es uniforme y está dada por $(u_B + 3 U_{mf})$.
- b) el gas que ingresa a la burbuja se halla a la temperatura T_F .
- c) cuando un elemento de gas ha intercambiado calor con la superficie sumergida durante t segundos, el coeficiente de transferencia promedio es (a partir de (4.15)):

$$h_e(t) = 0.664 k_g \left(\frac{1}{\nu t} \right)^{0.5} Pr^{0.33} \quad (4.16)$$

Sobre la base de estas suposiciones, se puede escribir la siguiente ecuación para el cálculo de $h_{g,B}$:

$$h_{g,B} = \frac{2}{t_{mi} t_{ma}} \left[\int_0^{t_{mi}} t h_e(t) dt + t_{mi} (t_{ma} - t_{mi}) h_e(t_{mi}) \right] \quad (4.17a)$$

donde

$$t_{mi} = \min [L/(3 U_{mf} + u_B), L_B/(3 U_{mf})]; t_{ma} = \max [L/(3 U_{mf} + u_B), L_B(3 U_{mf})]$$

Llevando a cabo el cálculo de la integral, resulta la siguiente expresión:

$$h_{g,B} = 0.664 k_g \left(\frac{1}{\nu \theta_B} \right)^{0.5} Pr^{0.33} \quad (4.17b)$$

en la cual $\theta_B = t_{mi} [t_{ma} / (t_{ma} + t_{mf} / 3)]^2$.

Los resultados de la ecuación (4.17b) pueden aproximarse con un error máximo del 6% mediante la expresión de mayor simplicidad:

$$h_{g,B} = 0.664 k_g \nu^{-0.5} Pr^{0.33} \left\{ (3 U_{mf} + u_B)/L + 3 U_{mf} / L_B \right\}^{0.5} \quad (4.18)$$

El valor de la longitud promedio de la burbuja, L_B , en (4.18) se obtiene a partir de

$$\frac{1}{L_B^{0.5}} = \left(\frac{1}{l_B^{0.5}} \right)_{\text{promedio}} \quad (4.19)$$

En la expresión (4.19), l_B es el valor local del segmento que define la intersección de la burbuja con la superficie. Se utilizará aquí el valor de L_B para una burbuja esférica,

$$L_B = 9 d_B / 16 \quad (4.20)$$

En bibliografía no se han hallado trabajos experimentales en los que se intente aislar el efecto de la transferencia de calor o materia desde las burbujas hacia superficies sumergidas, aunque debe mencionarse la contribución de Chandran y Chen [120]. Estos autores evaluaron $h_{g,B}$ a partir de valores experimentales de h , restando de los mismos las contribuciones del gas intersticial y del sólido en la fase densa. La componente del gas de la fase densa, $h_{g,D}$, fue estimada por Chandran y Chen mediante una expresión propia. Los resultados que obtuvieron para $h_{g,B}$ son varias veces superiores a los que se tendrían si las burbujas se hallaran completamente libres de partículas. En opinión de los autores, esta situación convalida el efecto de las partículas que caen dentro de las burbujas y

distorsionan el campo de velocidades de la corriente de gas, mejorando la eficiencia del proceso de transferencia de calor.

Si bien debe admitirse que la presencia de partículas en el interior de las burbujas puede incrementar la transferencia de calor, por su efecto sobre el perfil de velocidades del gas y el incremento de la capacidad calorífica volumétrica del medio, no existe razón para creer que tal aumento tenga la magnitud sugerida en [120]. Mazza y Barreto [118], arribaron a la conclusión que la expresión de Chandran y Chen [120] para $h_{g,D}$ subestima esta componente y, consecuentemente, se sobreestimó $h_{g,B}$ (nótese que un error relativamente bajo en $(h - h_D)$ ocasionará un error relativo alto en h_B , por la diferencia de valores absolutos). En este sentido, las experiencias de transferencia de calor desde burbujas muy grandes (régimen "slug") hacia la fase densa realizadas por Stubington [119], muestran que la presencia de partículas incrementa en alrededor del 70% la velocidad de transferencia, significando un efecto sensiblemente más modesto que el estimado por Chandran y Chen [120]. Aunque ambos procesos, transferencia de calor desde las burbujas hacia la fase densa y hacia superficies sumergidas, no son estrictamente equivalentes, presentan mecanismos comunes y no hay razones para suponer que el efecto de las partículas difiera significativamente en uno u otro caso.

En vista de la ausencia de contribuciones que permitan evaluar adecuadamente el efecto de las partículas sobre $h_{g,B}$, en este trabajo se utilizará la expresión (4.18), que, conjuntamente con (4.11) y (3.2b) permiten evaluar la contribución global del gas, h_g como

$$h_g = \frac{(1 - f_B)}{\frac{1}{h_{wg}} + \frac{1}{(H_p^2 + H_r^2 + H_c^2)^{0.5}}} + \frac{0.664 k_g f_B Pr^{0.33}}{\nu^{0.5}} \left[\frac{3 U_{mf} + u_B}{L} + \frac{3 U_{mf}}{L_B} \right]^{0.5} \quad (4.21)$$

4.5. Comparación de los valores predichos de h_g con resultados experimentales.

4.5.1. Experiencias de transferencia de materia [25, 50, 68, 121]

En bibliografía, existen relativamente pocos datos experimentales de velocidades de transferencia de materia entre un lecho

fluidizado y objetos sumergidos. Ya se ha mencionado el trabajo de Baskakov y colab. [25], que utilizó los resultados experimentales de Baskakov y Suprun [68] y Ziegler y Brazelton [50], generando una expresión predictiva que los ajusta. Estos datos experimentales fueron obtenidos para valores de velocidad de fluidización $U \geq U_{\text{opt}}$, y su ajuste fue realizado por Baskakov y colab. [25] mediante la expresión que da el máximo valor del Número de Nusselt en la correlación (3.14), :

$$Nu_g = Nu_{g,\text{máx}} = 0.009 Ar^{0.5} Pr^{0.3} \quad (3.14a)$$

Si bien Baskakov y colab. [25], complementan la expresión predictiva (3.14a) para el rango de velocidades $U_{\text{mf}} < U < U_{\text{opt}}$, (ec. 3.14b):

$$Nu_g = Nu_{g,\text{máx}} \left(\frac{U}{U_{\text{opt}}} \right)^{0.3}, \text{ si } U_{\text{mf}} < U < U_{\text{opt}} \quad (3.14b)$$

ningún dato experimental de [68] ó de [50] fue determinado en este intervalo de velocidades.

Baskakov y colab. [25] proponen que la expresión (3.14) sea también utilizada para obtener la contribución del gas a la transferencia de calor. Como se discutió en la sección 4.3.3, la diferencia básica entre el proceso de transferencia de materia y la contribución del gas a la transferencia de calor, consiste en la no existencia de intercambio de materia entre el gas y las partículas de la fase densa. En términos de la ec. (4.21), esta diferencia es considerada a través del término H_p .

En primer lugar, se compararán los valores predichos por la ec. (3.14a) con los de la ec. (4.21) adecuada a las condiciones de transferencia de masa ($H_p = 0$), mientras que su uso para transferencia de calor se discutirá luego.

La comparación se realizó para las condiciones experimentales dadas por Baskakov y Suprun [68] y Ziegler y Brazelton [50]. Debido a que muchos datos corresponden a partículas pequeñas, resultan valores de $Re_D \leq 1$, con lo cual, las correlaciones dadas en la Tabla 4.1 no son válidas (por ser Re_D muy pequeño) y requieren ser modificadas. Para k_{eg} , la contribución molecular ($\delta_D k_g$), debería adicionarse a la correspondiente al flujo en la expresión (T3). Cuando la transferencia de calor está controlada por la conductividad molecular, la resistencia térmica adicional sobre la pared pierde significado; h_{wg} debe tender a infinito, mientras que, en la ecuación

(T1) puede observarse que tiende a cero cuando $Re_D \rightarrow 0$. Para evitar esta incompatibilidad, la ecuación (T1) puede modificarse de la siguiente forma:

$$Nu_{wg} = 0.2 Re_D^{0.8} Pr^{0.33} + 2 \quad (T1')$$

que predice una resistencia térmica máxima debida a una película estanca de espesor $d_p/2$ cuando $Re_D \rightarrow 0$. Aunque h_{wg} es aun finito, $1/h_{wg}$ resulta despreciable con respecto a los otros términos en el numerador de (4.21) cuando $Re_D \rightarrow 0$.

- Cálculo de t_c , U_D y las propiedades de las burbujas d_B , u_B , y f_B

A fin de realizar la comparación descripta precedentemente, es necesario evaluar estas magnitudes, para lo cual se utilizarán las expresiones que se indican en la Tabla 4.1.

El tiempo de contacto será calculado a partir de la expresión dada por Baskakov y colab. [25] para tubos verticales sumergidos (ec. T4). El coeficiente 0.1 varía, en realidad, con el tamaño y forma de las partículas [25] pero su efecto es despreciable para $(U - U_{mf}) > 0.05$ m/s. Los tiempos de contacto evaluados mediante la ec. (T4) aproximan aceptablemente los datos experimentales para tubos horizontales reportados por Chandran y Chen [120]).

En la sección 2.2 del Capítulo II se introdujo como una primera modificación a la Teoría de las dos fases, la consideración de la diferente sección transversal de fase densa y burbujas, conducente a escribir (ec. 2.5b):

$$U_B = U - U_{mf}(1 - f_B) \quad (2.5b)$$

Cuando adicionalmente se tiene en cuenta el flujo que "atraviesa" la burbuja (fig. 2.3a), si se desea evaluar la fracción volumétrica de burbujas f_B mediante un balance de masa en el gas, debe considerarse el gas que fluye en la fase densa, burbujas y gas que las atraviesa. Suponiendo que $\delta_D = \delta_{mf}$ se puede expresar

$$U = U_{mf}(1 - f_B) + f_B u_B + 3 U_{mf} f_B \quad (4.22a)$$

Usando las expresiones de Hilligardt y Werther [11], ec. (2.7a), para evaluar d_B (válida para $d_p \geq 1$ mm) y u_B (ec. 2.6b), conjuntamente con el balance precedente puede expresarse f_B de la siguiente forma:

$$f_B = \left[b_1 - \left(b_1^2 - 8 U_{mf} (U - U_{mf}) \right)^{0.5} \right] / (4 U_{mf}) \quad (4.22b)$$

siendo $b_1 = U_{mf} + U + 0.71 (g d_p)^{0.5}$.

En la sección 2.1 del Capítulo II se ha mostrado cómo a partir de la modificación (2.5b) de la Teoría de las dos fases se llega a que, siendo $\delta_D = \delta_{mf}$, la velocidad del gas en la fase densa es numéricamente igual a la existente en condiciones de mínima fluidización, U_{mf} . En tal sentido, la expresión (T5) utilizada para evaluar U_D requiere un breve comentario. Como se ha descrito al presentar el MME en el Capítulo III, el modelo considera que la velocidad del gas en la fase densa, U_D sólo tiene componente vertical. Sin embargo, la presencia de burbujas origina una componente horizontal de la velocidad intersticial que debe contribuir a la convección del gas en procesos de transferencia de calor y materia. Con el fin de corregir el valor de U_D , se utiliza en este trabajo la consideración realizada por Decker y Glicksman [97] quienes proponen la expresión modificada (T5) (con respecto a $U_D = U_{mf}$) para estimar U_D dada en la Tabla 4.1.

Las diferencias más significativas entre las condiciones experimentales existentes en los trabajos de Baskakov y Suprun [68] y las correspondientes a Ziegler y Brazelton [50] son los valores de L y Número de Schmidt, Sc : $L = 100$ mm (promedio de longitud de los cilindros verticales con naftaleno) y $Sc = 2.6$ en la referencia [68], y $L = d_{esfera} = 12.5$ mm, $Sc = 0.6$ en la referencia [50]. Considerando ahora, el Sc reemplazado por su análogo de transferencia de calor, Pr , los valores de h_g obtenidos de (4.21) (con $H_p = 0$) y de las ecuaciones (3.14) para ambos conjuntos de (L , Pr) y diferentes diámetros de partícula, se grafican en función de $(U - U_{mf})$ en la figura (4.4).

En la figura 4.4 se utilizó la correlación (3.14), completándose de esta forma el rango de velocidades hasta $U = U_{mf}$ lo que permite visualizar comparativamente los resultados en un intervalo amplio incluída la zona de bajas U .

En la evaluación de $U_{\text{ópt}}$ para su consideración en la correlación (3.14), se utilizará la expresión propuesta por Chen y Pei [31], ec. (2.12).

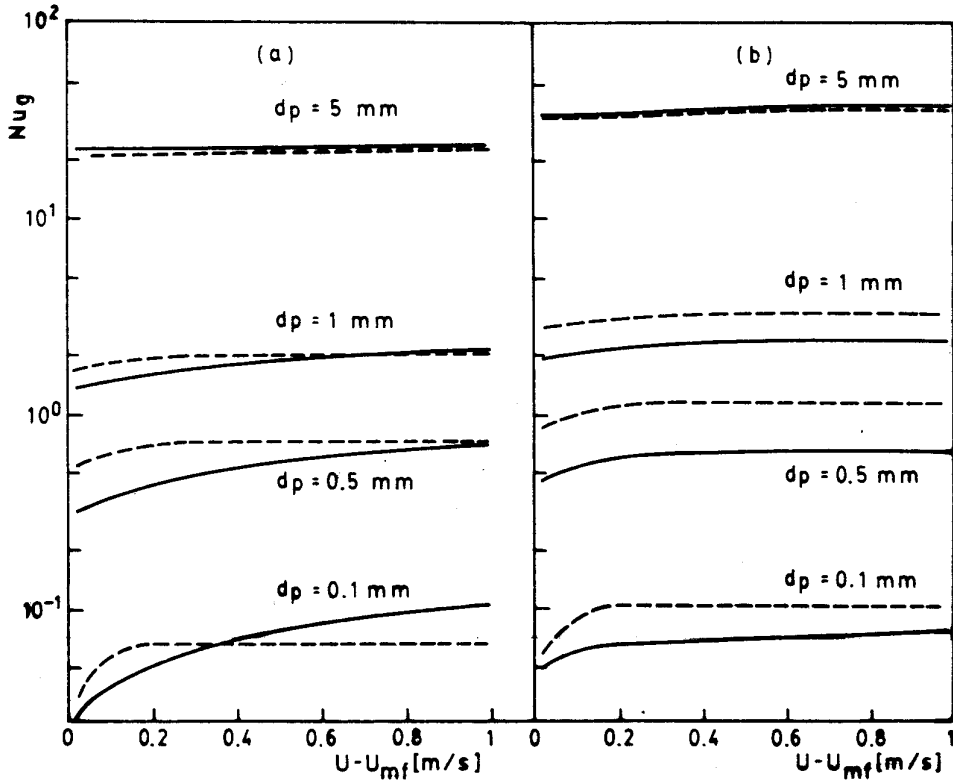


Fig. 4.4 Valores de Nu_g para condiciones de transferencia de materia. (—): ec. (4.21) con $H_p = 0$; (---): ecs. (3.14). Las propiedades del gas corresponden a aire a temperatura ambiente $\rho_p = 2000 \text{ kg/m}^3$; $p = 0.1 \text{ MPa}$; $\delta_D = \delta_{mf} = 0.4$, $\Phi = 0.2 \text{ m}$. a) $Pr = 0.6$, $L = 0.0125 \text{ m}$, $d_T = 0.0125 \text{ m}$. b) $Pr = 2.6$, $L = 0.1 \text{ m}$, $d_T = 0.03 \text{ m}$.

Puede observarse que, en general, se tiene una buena concordancia y que la misma mejora cuando se incrementa el tamaño de partícula ($d_p > 1 \text{ mm}$). Para pequeños valores de d_p , los coeficientes predichos por la ec. (4.21) son menores, lo cual puede deberse, en parte, a la incertidumbre en calcular h_{wg} y k_{eg} a tan bajos Re_D . Otra causa de esta diferencia puede ser la probablemente baja estimación de $h_{g,B}$, ya que cuando d_p decrece, $(f_B h_{g,B})$ gana importancia con respecto a $(1 - f_B) h_{g,D}$, tal como se ha visto en el Capítulo II.

Con respecto a los efectos de L y Pr , puede notarse que las ecuaciones (3.14) no incluyen la influencia de L , la cual, según se describió en la sección anterior, es significativa para condiciones de transferencia de materia (fig. 4.3, sección 4.3.4.). En las ecuaciones (3.14), h_g es proporcional a $Pr^{0.33}$, mientras que en (4.21), crece con Pr^α , con un valor efectivo de α cercano a 0.5 para las condiciones analizadas en la fig. 4.4. Tanto L como Pr son menores para los datos de Ziegler y Brazelton que para las experiencias de Baskakov y Suprun pero, de acuerdo a la ec. (4.21) sus efectos están aproximadamente balanceados. Por otra parte, las ecuaciones (3.14) subestiman, en cierto modo, el efecto de Pr e ignoran el de L ; con lo que se comportan en forma similar a (4.21) para el caso particular de estos dos conjuntos de experiencias. Este análisis probablemente explique la causa por la que Baskakov y colab. [25] pudieron correlacionar conjuntamente los datos de las referencias [68] y [50] sin considerar los distintos valores de L .

Es interesante notar que Ziegler y Holmes [121] obtuvieron datos experimentales de transferencia de materia para elementos verticales de naftaleno de diferentes longitudes, mostrando que la velocidad de transferencia de materia crece cuando L decrece. Esta observación reafirma cualitativamente el análisis realizado aquí, aunque no es factible realizar una comparación numérica puesto que Ziegler y Holmes concluyen en su trabajo, que en sus mediciones es muy probable que cierta fracción de naftaleno se haya adsorbido sobre los sólidos.

4.5.2. Experiencias de transferencia de calor [122, 123].

Los resultados experimentales de Borodulya y colaboradores [122, 123] son apropiados para comparar la ecuación (4.21) con datos de transferencia de calor. Los autores estudiaron lechos fluidizados de partículas grandes a alta presión, condiciones en las que la contribución del gas es dominante. Esta contribución fue estimada en ambos trabajos mediante la correlación de Ganzha y colab. [74], ec. (4.1a), hallándose la mayoría de los datos de Borodulya y colab. [122, 123] dentro del 20% de error con respecto a los valores predichos por la misma. Por lo tanto, se compararán los resultados predichos por la correlación de Ganzha y colab., ec. (4.1a), con los correspondientes a la ec. (4.21).

La contribución del gas, h_g , se representa en la fig. 4.5 para las partículas de mayor tamaño utilizadas en la referencia [123]:

esferas de vidrio, $\rho_p = 2630 \text{ Kg m}^{-3}$, $d_p = 1.25$ y 3.1 mm , a diferentes presiones de operación.

Las magnitudes geométricas fueron: distancia desde el distribuidor a la superficie sumergida, ϕ , igual a $0,07 \text{ m}$, y $L = d_T = 0,013 \text{ m}$ (correspondiente a banco de tubos horizontales).

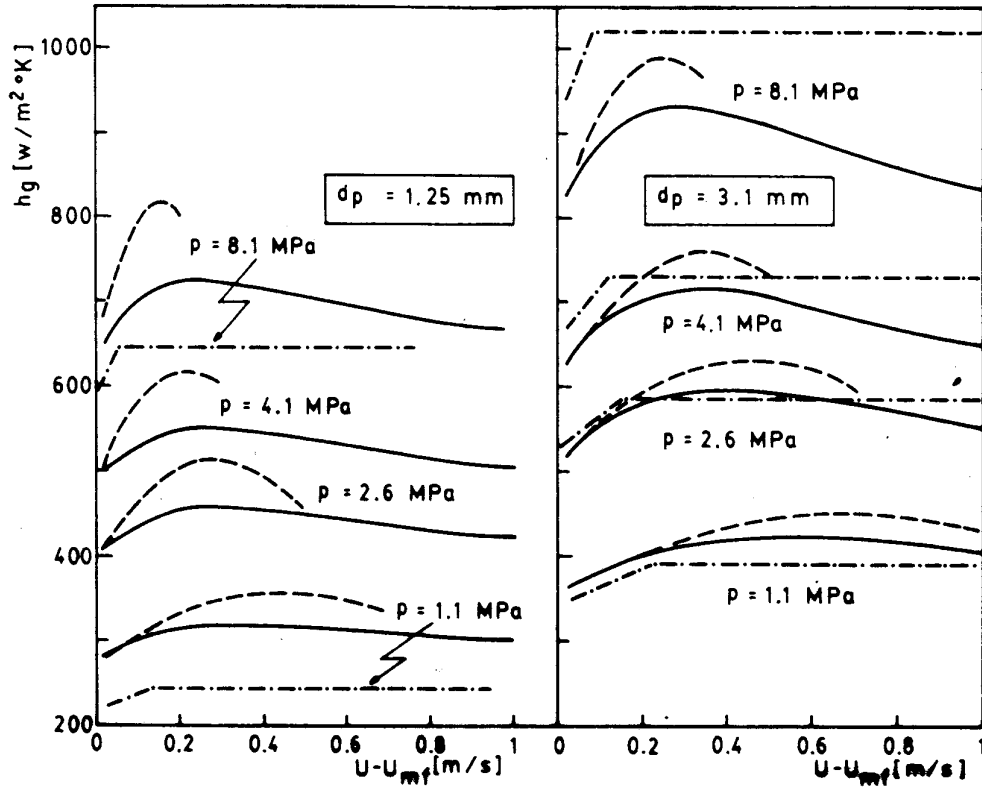


Fig. 4.5 Comparación de valores de h_g de acuerdo a diferentes expresiones (—): ecuación (4.21); (---): ecuación (4.1a); (-.-.-.-): ecuaciones (3.14). Se adoptaron las propiedades del aire a temperatura ambiente y $\delta_D = \delta_{mf} = 0.4$.

En las curvas de la fig. 4.5, correspondientes a la ecuación (4.1a), puede apreciarse una discontinuidad a partir de ciertos valores de U . Esto ocurre porque la correlación de Ganza y colaboradores [74] predice valores de δ_w cercanos a la unidad, determinando que el coeficiente h_g caiga abruptamente, lo cual carece de sustento físico. No obstante, los datos

experimentales fueron obtenidos a velocidades superficiales por debajo de los valores críticos de U mencionados.

Los valores de h_g predichos por la ecuación (4.21) son ligeramente menores que los correspondientes a la expresión de Ganzha y colab. [74], ec. (4.1a); la máxima diferencia obtenida es menor del 10%, por lo cual la concordancia entre ambas expresiones puede ser considerada muy buena. Para las condiciones representadas en la fig. 4.5, la contribución del gas en la fase densa es, de acuerdo a (4.21), definitivamente mayor que la correspondiente a las burbujas. Consecuentemente, cualquier deficiencia en las predicciones de la ec. (4.21) debe ser atribuída a la evaluación de $h_{g,D}$. En tal sentido, es probable que $h_{g,D}$ haya sido subestimado para las condiciones de los trabajos experimentales de Borodulya y colab. [122, 123] debido a que las velocidades de transferencia de calor fueron medidas a distancias muy pequeñas por sobre el distribuidor de gas ($\Phi < 0.1$ m), zona en la cual el flujo de burbujas no está completamente desarrollado (Hillgardt y Werther [11]) y, consecuentemente, U_D puede ser algo mayor que lo que predice la expresión (T5) de la Tabla 4.1.

Los valores de velocidad de transferencia obtenidos de la correlación de Baskakov y colab. [25], ecs. (3.14), se han graficado conjuntamente con los anteriores en la fig.4.5. Se observa que esta correlación arroja muy buenas estimaciones para el caso de las partículas mayores ($d_p = 3.1$ mm), pero para $d_p = 1.25$ mm los coeficientes que predichos sensiblemente menores que los correspondientes a las ecs. (4.1a) y (4.21). Este resultado puede interpretarse recurriendo al análisis hecho en la sección 4.3.4 y recordando la muy buena concordancia entre la ec. (4.21) (con $H_p = 0$) y las (3.14). Como ya se discutió, los datos experimentales de transferencia de materia en los que se basan las ecs. (3.14) carecen de la contribución de las partículas, representada por H_p en (4.21). Para altos valores de d_p , se ha visto que H_r y H_c pueden ser suficientemente grandes para atenuar el efecto de la ausencia de H_p (como se observa, por ejemplo, en las curvas para $L = 0.01$ m y $d_p > 3$ mm en la fig. 4.3 y en los valores de la Tabla 4.2) y, de esta forma, los valores de h_g/h_{wg} resultan similares para los procesos de transferencia de calor y materia. Cuando d_p disminuye, la carencia de H_p es notable y h_g/h_{wg} para transferencia de materia es significativamente menor que para el proceso de transferencia de calor.

4.6. Conclusiones.

Para analizar la contribución del gas intersticial a la transferencia de calor, se utilizó el modelo heterogéneo planteado en el Capítulo III de esta tesis, con diferentes campos de temperatura en sólido y gas, analizándose específicamente el caso de partículas grandes, que permite aproximar $T_p \approx T_F$. Para la configuración geométrica adoptada, se resolvieron las ecuaciones de balance de energía, hallándose la solución analítica exacta. Adicionalmente, se desarrolló una expresión aproximada, basada en el campo de temperatura transformado de Laplace, que permite evaluar el coeficiente $h_{g,D}$ de una manera simple, conceptualmente adecuada y con precisión suficiente para aplicaciones prácticas (error relativo en valor absoluto, máximo, 5%).

A partir de los resultados numéricos, obtenidos para amplios rangos de condiciones de operación encontradas en la práctica, se concluye que la mayor parte de la resistencia a la transferencia de calor se localiza sobre la pared de la superficie de intercambio, pero la profundidad de la penetración térmica es suficiente para que los valores del coeficiente de transferencia de calor en la fase densa, $h_{g,D}$, alcancen sólo al 75-80% de h_{wg} . Resulta, por lo tanto, de fundamental importancia una evaluación precisa de h_{wg} , para obtener buenas predicciones de h_g , además de tenerse en cuenta la influencia de los restantes parámetros termofísicos y fluidodinámicos.

El problema similar de transferencia de materia puede interpretarse como un caso particular del análisis hecho para la transferencia de calor, ignorando el término de intercambio con la fase sólida.

Las ecuaciones predictivas derivadas del modelo planteado fueron comparadas con correlaciones previas para ambos procesos, intercambio de calor y materia, para las condiciones experimentales en que dichas correlaciones fueron chequeados o desarrolladas. La concordancia obtenida fue, en general, completamente satisfactoria. Incluso, se comprueba que la analogía entre los procesos de transferencia de calor y materia se mantiene para sistemas con partículas grandes ($d_p > 2-3$ mm) donde el intercambio con las partículas tiene poca gravitación. Esto da un cierto sustento a aquellas teorías (por ejemplo referencias [24, 25]) que evalúan la contribución global del gas a partir de correlaciones obtenidas para la transferencia de materia.

Los parámetros básicos de transferencia de calor requeridos por el MME fueron evaluados a partir de correlaciones fundamentalmente basadas en datos para lechos fijos. Los resultados presentados

en esta tesis indican que resultan adecuados para describir la transferencia de calor entre el lecho fluidizado y las superficies sumergidas.

La contribución de las burbujas a la transferencia de calor fue estimada sin considerar ningún efecto de las partículas en su interior. De esta manera, dicha contribución resulta, hasta cierto grado, subestimada, por las razones discutidas en la sección 4.4. A pesar de ello, el efecto neto es pequeño, y la ecuación predictiva es aceptable, considerando la importancia relativamente baja de esta contribución.

Los resultados muestran que el modelo planteado permite evaluar la transferencia debida a los mecanismos actuantes asociados al gas a través de ecuaciones relativamente simples, sin ser necesario el ajuste de ningún parámetro.

APENDICE IV.1

Solución de balances energéticos en la fase densa para partículas grandes a T_F

Considerando que para el sistema analizado las partículas permanecen isotérmicas durante su contacto con la superficie (t_c), $T_p = T_F$, el balance de energía para el gas, ecuación (4.2a) y sus condiciones iniciales y de contorno, ecuaciones (4.2b)-(4.2e), pueden escribirse como:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u_D \frac{\partial \theta}{\partial x} = \kappa_g \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} - H \theta \quad (\text{AIV1.1})$$

$$t = 0 \quad \theta = 0 \quad (\text{AIV1.2})$$

$$x = 0 \quad \theta = 0 \quad (\text{AIV1.3})$$

$$z = 0 \quad \frac{\partial \theta}{\partial z} = B_w (\theta - 1) \quad (\text{AIV1.4})$$

$$z \rightarrow \infty \quad \theta = 0$$

donde:

$$\theta = (T_g - T_F) / (T_w - T_F)$$

$$u_D = U_D / \delta_D \quad (\text{AIV1.5})$$

$$\kappa_g = k_{eg} / (C_{pg} \delta_D) \quad H = 6(1 - \delta_D) h_{pg} / (C_{pg} \delta_D) \quad B_w = h_{wg} / k_{eg}$$

La ecuación (AIV1.1) es del tipo hiperbólico con respecto a a las variables x y t . Las ecuaciones características que surgen del origen de coordenadas $(x,t) = (0, 0)$ expresadas como una función de un parámetro ψ son:

$$x_0 = u_D \psi \quad (\text{AIV1.6})$$

$$t = \psi \quad (\text{AIV1.7})$$

$$\partial \theta / \partial \psi = \kappa_g \partial^2 \theta / \partial z^2 - H \theta \quad (\text{AIV1.8})$$

La ecuación (AIV1.8) está sujeta a las condiciones de contorno (AIV1.4) para z

y a la condición inicial

$$\theta = 0 \quad \text{para } \psi = 0 \quad (\text{AIV1.9})$$

Suponiendo que la solución de la ecuación (AIV1.8) es conocida, $\theta(z,\psi)$, puede hallarse el coeficiente de transferencia de calor instantáneo (al valor de t dado por (AIV1.7)) y local (al valor x_0 dado por (AIV1.6)), $h_{g,D}^i$ mediante:

$$h_{g,D}^i(\psi) = h_{wg}(\theta(0,\psi) - 1) = k_{eg} \left. \frac{\partial \theta}{\partial z} \right|_{z=0}$$

A tal efecto, pueden considerarse dos casos:

a) Para un dado valor de ψ , x_0 de la ecuación (AIV1.6) es menor que L . En este caso $h_{g,D}^i$ y los perfiles de temperatura en z serán uniformes en $x_0 < x < L$, dado que las trayectorias de las características son equivalentes a la del origen. El calor total intercambiado, por unidad de tiempo y de fuerza impulsora ($T_F - T_w$) en esta región será:

$$q_1' = W (L - x_0) h_{g,D}^i(x_0/u_D) \quad (\text{AIV1.10})$$

donde W es el ancho (en el sentido perpendicular a x) de la superficie de intercambio. En la zona $0 < x < x_0$ la edad de los elementos de gas variará desde 0 hasta $x_0/u_D = \psi$. Entonces,

$$q_2' = W \int_0^{x_0} h_{g,D}^i(\psi) dx = W u_D \int_0^{x_0/u_D} h_{g,D}^i(\psi) d\psi \quad (\text{AIV1.11})$$

La velocidad total de transferencia de calor será ($q_1' + q_2'$):

$$q_1' + q_2' = q' = W u_D \int_0^{x_0/u_D} h_{g,D}^i(\psi) d\psi + W (L - x_0) h_{g,D}^i(x_0/u_D) \quad (\text{AIV1.12})$$

b) A partir de la ecuación (AIV1.6), x_0 es mayor que L . En este caso, se aplica para q' la ecuación (AIV1.11) con el límite de integración superior igual a L/u_D ,

$$q' = w u_D \int_0^{L/u_D} h_{g,D}^i(\psi) d\psi \quad (\text{AIV1.13})$$

Con el fin de desarrollar una expresión para el coeficiente de transferencia de calor promedio entre $0 < x < L$ y $0 < t < t_c$, se considera el máximo valor posible de ψ en la ecuación (AIV1.7): $\psi_{\text{máx}} = t_c$. En consecuencia, a partir de la ecuación (AIV1.6) se tiene que:

$$x_{0,\text{máx}} = u_D t_c \quad (\text{AIV1.14})$$

Para calcular la cantidad total de calor intercambiado durante t_c , Q^* , se deben considerar nuevamente dos casos:

Caso 1: $x_{0,\text{máx}} \leq L$.

A partir de la ecuación (AIV1.6) se puede expresar $x_0 = u_D t$, e integrar la ecuación (AIV1.12) desde $t = 0$ a $t = t_c$ para obtener la cantidad de calor transferido, Q^* , resultando:

$$Q^* = \int_0^{t_c} q' dt = \int_0^{t_c} \left[w u_D \int_0^t h_{g,D}^i(\psi) d\psi + w (L - u_D t) h_{g,D}^i(t) \right] dt \quad (\text{AIV1.15})$$

Caso 2: $x_{0,\text{máx}} > L$.

En este caso deben considerarse dos etapas. La primera finaliza para un valor de tiempo definido por $t_L = L/u_D$. La cantidad de calor intercambiado durante $0 < t < t_L$ puede hallarse a partir de la ecuación (AIV1.15), sustituyendo t_c por t_L :

$$Q_1^* = \int_0^{L/u_D} \left[w u_D \int_0^t h_{g,D}^i(\psi) d\psi + w (L - u_D t) h_{g,D}^i(t) \right] dt \quad (\text{AIV1.16})$$

En la segunda etapa, que se extiende en el intervalo $t_L < t < t_c$, el perfil de temperatura será estacionario. La cantidad de calor transferido se calcula a partir de la ecuación (AIV1.13):

$$Q_2^* = w (t_c - L/u_D) u_D \int_0^{L/u_D} h_{g,D}^i(\psi) d\psi \quad (\text{AIV1.17})$$

Luego se tendrá, $Q^* = Q_1^* + Q_2^*$

$$Q^* = \int_0^{L/u_D} \left[w u_D \int_0^t h_{g,D}^i(\psi) d\psi + w (L - u_D t) h_{g,D}^i(t) \right] dt + \\ + w (t_c - L/u_D) u_D \int_0^{L/u_D} h_{g,D}^i(\psi) d\psi \quad (\text{AIV1.18})$$

La expresión final para el coeficiente de transferencia de calor promedio $h_{g,D}$ se hallará a partir de:

$$h_{g,D} = Q^*/(t_c L w)$$

donde Q^* puede calcularse mediante la ecuación (AIV1.15) o utilizando (AIV1.18), según corresponda. Realizando adecuadamente integraciones por partes se puede obtener la siguiente expresión que unifica ambos casos:

$$h_{g,D} = \frac{2 \int_0^{t_{mi}} t h_e(t) dt + t_{mi} (t_{ma} - t_{mi}) h_e(t_{mi})}{t_{mi} t_{ma}} \quad (\text{AIV1.19})$$

donde

$$h_e(t) = \frac{1}{t} \int_0^t h_{g,D}^i(\psi) d\psi; \quad h_e(t_{mi}) = \frac{1}{t_{mi}} \int_0^{t_{mi}} h_{g,D}^i(\psi) d\psi \\ t_{mi} = \min(t_c, L/u_D); \quad t_{ma} = \max(t_c, L/u_D).$$

La solución de la ecuación (AIV1.8) sujeta a las condiciones (AIV1.4) y (AIV1.9) puede hallarse siguiendo el procedimiento detallado por Carslaw y Jaeger's [104] (pp. 33 y 72). Se incluirán aquí solamente las expresiones necesarias para utilizar en (AIV1.19):

$$h_e(t_{mi}) = \frac{h_{wg}}{1 - Y} \left[1 + Y^{0.5}(I_1 - 1) - YI_3 \right] \quad (\text{AIV1.20})$$

$$\frac{1}{t_{mi}^2} \int_0^{t_{mi}} t h_e(t) dt = \frac{h_{wg}}{1 - Y} \left\{ 0.5 + Y(I_2 - 0.5) - \frac{Y}{\theta(1 - Y)} [1 - I_3 + Y^{0.5}(I_1 - 1)] \right\} \quad (\text{AIV1.21})$$

donde

$$\theta = H t_{mi}; \quad Y = (h_{wg}/H_p)^2$$

$$I_1 = \text{erfc } \theta^{0.5} - e^{-\theta} (\pi\theta)^{-0.5} + \text{erf } \theta^{0.5} / (2\theta)$$

$$I_2 = 0.5 \left(1 - \frac{1}{2\theta}\right) I_1 + 0.5 \frac{e^{-\theta}}{(\pi\theta^3)^{0.5}} - \frac{1}{4\theta^2} \text{erf } \theta^{0.5} + 1/(4\theta)$$

$$I_3 = \left[1 - e^{\theta(Y-1)} \text{erfc } (\theta Y)^{0.5} - Y^{0.5} \text{erf } \theta^{0.5} \right] / \left[\theta (1 - Y) \right]$$

Una vez que se reemplazan las ecuaciones (AIV1.20) y (AIV1.21) en la expresión (AIV1.19), puede observarse que la relación $h_{g,D}/h_{wg}$ dependerá de Y , $(H t_c)$ y $(H L/u_D)$, que se relacionan con los parámetros incluidos en la expresión (4.11) de la sección 4.3.1 mediante las siguientes expresiones:

$$Y = (h_{wg}/H_p)^2$$

$$H t_c = \frac{4}{\pi} (H_p/H_c)^2$$

$$H L/u_D = \frac{4}{\pi} (H_p/H_c)^2$$

CAPITULO V

EVALUACION DE PROPIEDADES RADIANTES EN MEDIOS DE PARTICULAS DISPERSAS

- 5.1. Introducción
- 5.2. Cuantificación del transporte radiante en medios de partículas
 - 5.2.1. Antecedentes
 - 5.2.2. Modalidad adoptada en este trabajo
- 5.3. Evaluación de propiedades radiantes en un estrato de partículas esféricas
 - 5.3.1. Procedimiento de cálculo
 - 5.3.2. Resultados obtenidos
- 5.4. Aplicación de las propiedades de estrato al Modelo de Múltiples Estratos
- 5.5. Comparación con contribuciones previas
- 5.6. Conclusiones

Apéndice V.1

Equivalencia entre las propiedades de estrato, (a_L, r_L, t_L) y las correspondientes al MDF, (a, b) . Medio isotérmico

Apéndice V.2

Evaluación de la componente radiante de la conductividad efectiva a partir del MME

Apéndice V.3

Evaluación de la absorptividad de un lecho semi-infinito isotérmico

Apéndice V.4

Evaluación de la transmisividad global de acuerdo al MME

CAPITULO V

EVALUACION DE PROPIEDADES RADIANTES EN MEDIOS DE PARTICULAS DISPERSAS.

5.1. Introducción

Como se ha descrito en los Capítulos I-III, el surgimiento de tecnologías de procesos a alta temperatura, tales como combustión en lechos fluidizados o gasificación de carbón determinó la necesidad de estudiar y analizar la transferencia de calor radiante en estos sistemas [100, 127-128].

En el presente capítulo, se realiza el análisis del proceso de transporte de energía radiante en la fase densa, desarrollando expresiones para evaluar las propiedades radiantes de la misma, en función de su estructura y de la emisividad de las partículas.

En la sección 5.2 se realiza una descripción de los conceptos generales involucrados en la cuantificación de la transferencia de energía radiante en medios de partículas dispersas y de trabajos previos en relación a la misma.

Con el fin de determinar las propiedades radiantes de estratos de partículas, aplicables al modelo propuesto en el Capítulo III, en la sección 5.3 se desarrolla el planteo correspondiente, la descripción del procedimiento de cálculo involucrado y la presentación de los resultados en forma de expresiones predictivas relativamente simples. Las propiedades así determinadas se aplican al MME en el punto 5.4.

Finalmente, el punto 5.5 reúne la comparación de resultados con trabajos de otros autores, mediante la evaluación de magnitudes tales como emisividades de lecho isotérmico o transmisividad global a través del medio. Las conclusiones obtenidas de los análisis precedentes se vuelcan en la sección 5.6.

5.2. Cuantificación del transporte radiante en medios de partículas

5.2.1. Antecedentes

Cuando se intenta modelar el transporte de energía radiante en un medio tal como la fase densa de un lecho fluidizado, se presenta la necesidad de adoptar una modalidad para representar dicho medio, ya sea en forma pseudo-continua o discontinua [53].

La intensidad de la radiación que atraviesa un medio de partículas dispersas se ve atenuada conforme avanza a través del mismo, debido a los fenómenos de absorción y dispersión por las partículas, e incrementada por la emisión de energía de las mismas [125].

Al adoptar un enfoque pseudo-continuo, se utiliza la llamada *ecuación de transferencia* [125]. Esta ecuación es una expresión de tipo íntegro-diferencial que describe la distribución de energía radiante en el espacio.

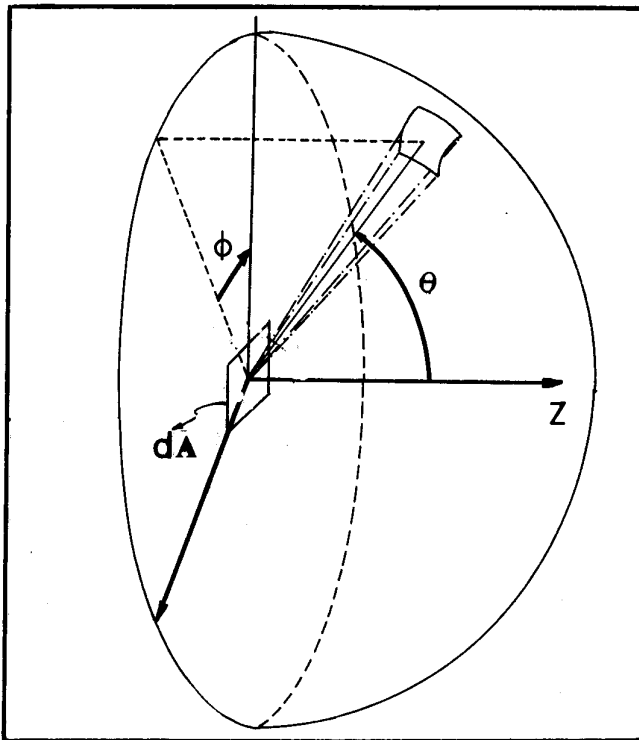


Fig. 5.1a Energía radiante emitida por un elemento diferencial de área, dA . Ubicación espacial en función de los ángulos θ y ϕ .

Si un elemento diferencial de superficie dA (fig. 5.1a) emite energía radiante, situándolo en el origen de un sistema de coordenadas podrá definirse la *intensidad de energía radiante*, I , como la *cantidad de energía radiante que se mueve en la dirección dada por los ángulos polar, θ , y azimutal ϕ , por unidad de área perpendicular al radio vector correspondiente y por unidad de ángulo sólido*. En consecuencia, en un caso general, la intensidad I será una función de θ , ϕ y de la posición en el espacio en que se encuentra el dA . Si el medio de partículas dispersas presenta simetría azimutal (según ϕ), la intensidad de radiación y las propiedades

radiantes del mismo serán funciones del ángulo polar θ y no de ϕ . En este caso se puede suponer que la transferencia de energía radiante es unidireccional (en la dirección horizontal "z") y, la llamada "ecuación de transferencia" se expresa [82]:

$$\cos \theta \frac{\partial I(z, \theta)}{\partial z} = - [a(\theta) + \Delta(\theta)] I(z, \theta) + a(\theta) I_b - \frac{1}{2} \int_0^\pi \Delta(\theta') I(z, \theta') \Psi(\mu, \theta') \sin(\theta') d\theta' \quad (5.1)$$

e interpreta la distribución de energía radiante a partir de un elemento diferencial de volumen del medio. En (5.1) $a(\theta)$ y $\Delta(\theta)$ son los coeficientes de absorción y dispersión del medio, y $\Psi(\mu, \theta')$ la función de fase de dispersión del mismo que deben ser funciones dependientes de θ y no de ϕ . En el segundo miembro de (5.1), el primer término representa la disminución de intensidad por absorción y dispersión, mientras que el segundo cuantifica el incremento de la misma por emisión (I_b es la intensidad correspondiente a la emisión por un cuerpo negro en el mismo estado térmico que el elemento considerado del medio). La integral del tercer término cuantifica el incremento de la intensidad por dispersión desde todas las direcciones θ' hacia la dirección θ .

Los parámetros a , Δ y Ψ dependen de la longitud de onda de la radiación λ (para el caso en que la ec. 5.1 se aplique sobre base espectral) y de las propiedades del medio, fundamentalmente de las correspondientes a las partículas. Para su determinación, deben tenerse en cuenta diferentes efectos que pueden presentarse cuando la radiación interactúa con el medio de partículas.

El elemento de volumen analizado debe contener un número estadístico de partículas. Si éstas se encuentran diluídas en el medio, las propiedades ópticas del medio podrán obtenerse adicionando los efectos individuales de todas las partículas presentes en dicho elemento de volumen (condición de "*dispersión independiente*" [125, 129]). Bajo estas condiciones, para determinar a , Δ , y Ψ puede aplicarse la solución derivada de las ecuaciones de electromagnetismo de Maxwell que gobiernan el campo radiante, aunque se obtienen relaciones de considerable complejidad (aun para geometría esférica), tales como la solución de Rayleigh para partículas muy pequeñas ($d_p \ll \lambda$) y la de Mie para intermedias ($d_p \approx \lambda$) [125]. Los tamaños de partícula utilizables en lechos fijos y fluidizados no se encuentran en tales condiciones y, en general, cumplen la relación ($\pi d_p / \lambda > 5$), con lo cual es posible evaluar

los parámetros requeridos por (5.1) a partir de consideraciones de la óptica geométrica [125,134]. En tal caso, por ejemplo, puede adoptarse para las partículas un patrón de reflexión difusa o especular.

Brewster y Tien [134], resolvieron en forma aproximada la ecuación (5.1) mediante la utilización del llamado *Modelo de los Dos Flujos* [82], que implica la suposición de semi-isotropía en el medio. Esto significa que para todos los valores de θ comprendidos en el intervalo definido por $0 \leq \theta \leq \pi/2$ (hemisferio derecho con respecto al plano perpendicular a la dirección z) la intensidad de radiación es constante ($I = I^d$), mientras que para $\pi/2 \leq \theta \leq \pi$ (hemisferio izquierdo) también lo es, con $I = I^i$.

El flujo radiante $q^d(z)$ hacia la derecha en la dirección z se define como

$$q^d(z) = \int_0^{2\pi} \left[\int_0^{\pi/2} I(z, \theta, \phi) \cos \theta \sin \theta \, d\theta \right] d\phi$$

Mediante la suposición de semi-isotropía se puede escribir

$$q^d(z) = \pi I^d(z)$$

y análogamente, sobre el hemisferio izquierdo resulta

$$q^i(z) = \pi I^i(z)$$

Para esta condición la ecuación de transferencia (ec. 5.1) se reduce a un sistema de dos ecuaciones que describe la variación de q^d y q^i en función de z [82]. El planteo de Brewster y Tien [134] fue realizado para su aplicación en lechos fluidizados. Los resultados se analizarán en secciones posteriores.

Si la concentración de partículas en el elemento de volumen es alta, debe considerarse la posible influencia de los siguientes efectos:

- i) la probabilidad de que un haz de energía radiante incida sobre una partícula determinada disminuye considerablemente por la presencia de las otras ("*shadowing effect*").
- ii) la probabilidad de que un haz de energía radiante sufra interacciones con más de una partícula se torna significativa ("*multiple scattering effect*").
- iii) las ondas dispersas provenientes de una partícula pueden interferir con

las correspondientes a sus vecinas (*"far field effect"*).

La factibilidad de ocurrencia de cada uno de estos efectos debe ser analizada antes de la determinación de los parámetros requeridos en la ecuación de transferencia. Existen criterios que permiten estimar la significación de los efectos mencionados en el párrafo anterior.

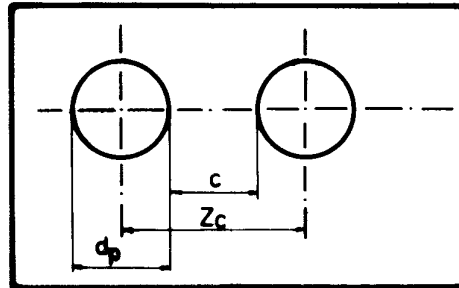


Fig. 5.1b Magnitudes utilizadas en el criterio representado por la ec. (5.3).

Singh y Kaviany [129] relacionan la ocurrencia de los efectos (i-ii) con el valor de la porosidad del medio, δ_D . En términos de la separación entre partículas, c , (fig. 5.1b), definida como

$$c = z_c - d_p \quad (5.2)$$

siendo z_c la distancia entre centros de dos partículas vecinas, los autores citan un límite determinado experimentalmente por Hottel y colab. [130] para que dichos efectos puedan ignorarse:

$$\frac{c}{d_p} > 0,4 \quad (5.3)$$

Este límite, que implica porosidades mayores que $\delta_D = 0,73$ para la distribución espacial de partículas correspondiente a arreglo romboédrico [129], es tal que en lechos fluidizados no podrán ignorarse los efectos (i-ii). Por otra parte, los mismos autores [131] han verificado que, aun en casos de $\delta_D = 0,93$, dichos efectos no pueden despreciarse.

En lo que respecta al tercer efecto mencionado precedentemente, el mismo depende de la relación entre la distancia "c" y la longitud de onda de la radiación. Para que el efecto (iii) pueda ignorarse, la relación c / λ debe ser mayor que un cierto valor crítico. Singh y Kaviany [129] citan en su trabajo el valor límite de esta relación propuesto por Yamada y colab. [132] y Drolen y Tien [133]. Según estos autores, el efecto (iii) podrá ignorarse cuando se cumpla

$$\frac{c}{\lambda} > 0,5 \quad (5.4)$$

En los niveles de tamaño de partícula utilizados en lechos fluidizados esta relación será siempre superior al límite dado por (5.4), pudiendo en consecuencia ignorarse el efecto (iii).

La determinación de los parámetros a , Δ y Ψ cuando los efectos (i), (ii) ó (iii) están presentes (situación conocida como "*dispersión dependiente*") reviste gran complejidad, al punto tal que ya no resulta práctico el uso de la ecuación de transferencia (ec. 5.1).

Los enfoques discontinuos para representar la fase densa permiten cuantificar el transporte de energía radiante a través de la misma para el caso de dispersión dependiente. La presencia de los efectos (i-ii) puede tenerse en cuenta en diferentes formas, de acuerdo a las características del modelo discontinuo empleado.

Entre los modelos discontinuos propuestos se encuentra el de Borodulya y Kovensky [84]. Estos autores analizan el medio a partir de la definición de "celdas" que se repiten infinitamente para conformar un estrato. Luego, la consideración de infinitos estratos paralelos da lugar a la conformación del medio de partículas. En su planteo, el comportamiento radiante del estrato es la consecuencia de la integración del patrón definido para la celda unitaria. Adicionalmente, se supone que la intensidad de radiación entre estratos adyacentes es semi-isotrópica. Chan y Tien [140] desarrollaron un modelo discontinuo similar, cuyas características se describirán en la sección 5.5. En la misma sección se analizan los resultados obtenidos en los trabajos de Borodulya y Kovensky [84] y Chan y Tien [140].

Singh y Kaviany [129,131] cuantifican el transporte radiante aplicando el método de Monte Carlo. En esta aplicación del método de Monte Carlo se considera un alto número de partículas distribuidas en el espacio tridimensional, permitiendo una simulación práctica del comportamiento del medio. Se parte del análisis de la interacción de un rayo con cada una de las partículas a su paso (de acuerdo a una ley probabilística relacionada con la naturaleza de las mismas). Luego, la consideración de un número de rayos tal que permita alcanzar un resultado estadístico completa la simulación del comportamiento del medio. Dada su naturaleza, este método requiere un esfuerzo computacional muy importante, aunque permite cuantificar el intercambio de

energía radiante esencialmente, sin recurrir a ninguna suposición.

5.2.2. Modalidad elegida en este trabajo

La alternativa que se adoptará en este trabajo es analizar el comportamiento de estratos bidimensionales, en los cuales las partículas se disponen en un determinado arreglo, y representar el espacio tridimensional como el resultado de la superposición de infinitos estratos bidimensionales, consistentemente con el planteo realizado en el Capítulo III al presentar el Modelo de Múltiples Estratos. De esta forma, se estudian las propiedades del medio descrito en forma discontinua, lo cual concuerda con la estructura física, ya que, en las adyacencias de la pared de la superficie de intercambio, las partículas se disponen formando "capas" [137, 138, 147].

La aplicación de conceptos de óptica geométrica reduce sensiblemente la complejidad de tratamiento del transporte radiante en la fase densa. Por otra parte, dado que la energía radiante incidente desde la pared de la superficie sumergida es atenuada significativamente en distancias del orden de pocos diámetros de partícula, el sistema puede considerarse como uni-dimensional en la dirección normal a la pared.

En este capítulo se cumplen dos propósitos: en primer lugar, determinar las propiedades radiantes de estratos bidimensionales, conformados por partículas esféricas opacas, con reflexión difusa, sin utilizar ninguna celda unitaria como elemento intermedio en los cálculos; posteriormente, utilizar los resultados para evaluar la capacidad de los modelos continuos y discontinuos para predecir velocidades de transferencia de calor radiante en medios de partículas.

La elección de las propiedades ópticas de las partículas se basa en que las utilizadas en aplicaciones industriales en lechos fijos o fluidizados son, usualmente, sólidos porosos amorfos o policristalinos, con superficies rugosas. Consecuentemente, los mismos se comportan como cuerpos opacos y su patrón de dispersión es descrito en forma adecuada como aquel de un cuerpo cuya superficie presente reflexión difusa.

5.3. Evaluación de propiedades radiantes en un estrato de partículas esféricas

Considérese un estrato (infinito) de partículas esféricas que se comportan como cuerpo gris, opacas y con reflexión difusa,

cuyos centros se ubican en un mismo plano. Con el fin de determinar las propiedades radiantes del estrato: absorptividad (a_L), emisividad (ϵ_L), reflectividad (r_L) y transmisividad (t_L), se analizará el intercambio de calor radiante entre este estrato y dos planos ficticios que lo limitan, que se denominarán *superficies* π y π' . En tal sentido, debe definirse la posición relativa de las partículas en el estrato. Se considerarán los esquemas triangular y cuadrado (figuras 5.2 y 5.3), utilizándose el primero (fig. 5.2) como base para describir el procedimiento computacional. Se supondrá que la radiación proveniente de las superficies π y π' es semi-isotrópica. Si bien esta suposición puede no ser estrictamente válida en un estrato interno del conjunto, debido al efecto orientador ejercido por los huecos sobre la energía radiante, se cumple exactamente entre la pared de la superficie sumergida y el primer estrato de partículas sobre la base que la pared emita energía radiante de intensidad uniforme (esta condición se denominará "*emisión difusa*", tal como el caso de un cuerpo gris que cumple la Ley del coseno de Lambert). Por lo tanto, el intercambio para el primer estrato estará correctamente evaluado por el MME. Siendo éste el estrato fundamental para el intercambio con la pared, el modelo cuantificará adecuadamente la velocidad de transferencia.

Debe aclararse que, si bien se plantea la formulación para la intensidad de energía radiante total, también será aplicable sobre una base espectral.

5.3.1. Procedimiento de cálculo

En lo que concierne a la transferencia de calor radiante, cada partícula en el estrato presentará el mismo comportamiento que las restantes. Adicionalmente, si se divide cada partícula en husos de 30° , en base a consideraciones de simetría, será suficiente analizar uno de ellos para representar a la partícula completa. La figura 5.2 muestra el huso descrito sombreado en la esfera identificada con el número uno, considerada como esfera *de referencia*, para el esquema triangular. Si se trata del esquema cuadrado, el huso correspondiente tiene 45° (fig. 5.3).

El huso de 30° se denominará *sector base*. Las restantes partículas, representadas en la figura 5.1 se dividen también, con el fin de la implementación computacional, en sectores equivalentes al base. Cada sector, incluido el *base* se dividen, a su vez, en un cierto número de elementos, de tamaño lo suficientemente pequeño para que pueda considerarse que

las intensidades de flujo radiante incidente y emergente del mismo son uniformes (fig. 5.4). Como resultado de este esquema geométrico, un determinado *elemento* del *sector base* tendrá un elemento homólogo en cada uno de los sectores equivalentes al base, pertenecientes a las restantes partículas.

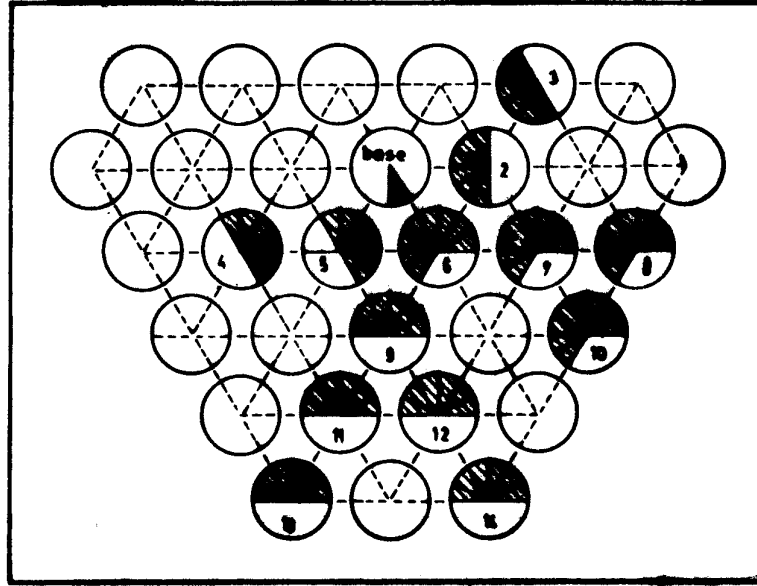


Fig. 5.2 Partículas dispuestas en esquema triangular. El huso sombreado corresponde al sector base. Las esferas (2-14) se incluyeron en el cálculo.

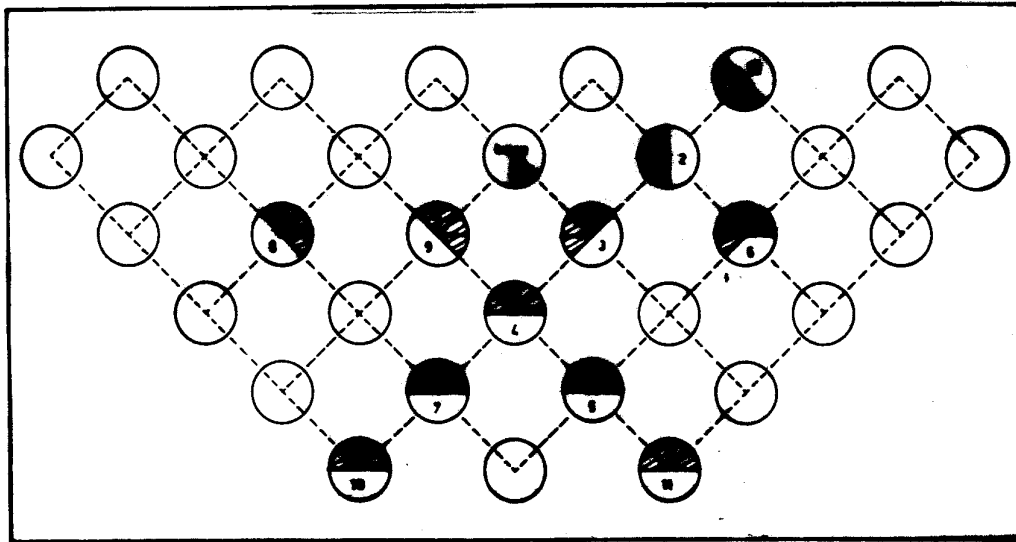


Fig. 5.3 Partículas dispuestas en esquema cuadrado.

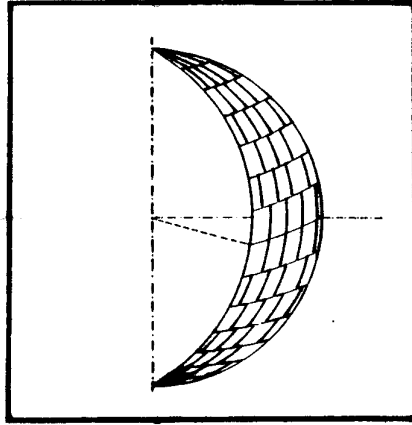


Fig. 5.4 División de un sector en elementos.

A partir de la estructura descrita, pueden definirse y evaluarse los *factores de visión elementales*, f_{ij}^{mn} , entre el i -ésimo elemento del sector base y el j -ésimo elemento del m -ésimo sector, perteneciente a la n -ésima esfera. Sumando los f_{ij}^{mn} sobre cada sector de las restantes esferas se obtiene el factor de visión F_{ij} , entre el i -ésimo elemento del sector base y todos los j -ésimos elementos del estrato. De esta manera, resulta para F_{ij} :

$$F_{ij} = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M f_{ij}^{mn} \quad (5.5)$$

En la ecuación (5.5), M es el número de *sectores* en una determinada esfera; siendo $M = 12$ para el esquema triangular y $M = 8$ para el esquema cuadrado, y N es el número de esferas, teóricamente infinito, en el estrato. En la práctica, el sector base sólo "ve" a un número finito de esferas vecinas.

Definiendo la concentración de partículas en el estrato, N_p , como el número de partículas por unidad de área de la superficie normal a la dirección del flujo radiante, y el correspondiente valor adimensional $n_p = N_p d_p^2$, tal como se han utilizado en el Capítulo III, los cálculos realizados muestran que, para $n_p \geq 0.705$, solamente son necesarias entre diez y quince esferas, seleccionadas adecuadamente, para evaluar F_{ij} con una precisión del 1%. En las figuras se indican cuáles fueron las esferas y los sectores considerados.

Los cálculos se completan evaluando los factores de visión $F_{i\pi}$ y $F_{i\pi'}$, entre el i -ésimo elemento del sector base y los planos π y

π' . Considerando la radiosidad del k -ésimo elemento, q_k , que cuantifica la energía radiante total que parte de la superficie del mismo, por unidad de área y de tiempo (incluyendo la radiación inherente y reflejada) [124,135], el intercambio de calor radiante entre cada elemento del sector base, el resto del estrato y los dos planos limitantes π y π' , se expresa mediante el siguiente balance:

$$S_i q_i = S_i \sigma \varepsilon_p T_p^4 + r_p \sum_{j=1}^I S_j F_{ji} q_j + r_p [S_\pi F_{\pi i} q_\pi + S_{\pi'} F_{\pi' i} q_{\pi'}]; \quad i=1, I \quad (5.6)$$

siendo T_p la temperatura supuesta uniforme en todo el estrato, S_i el área del i -ésimo elemento y r_p la reflectividad de la partícula. En (5.6) I es el número de elementos en cada sector (en los cálculos computacionales se utilizó $I = 60$). Considerando que, por la *relación de reciprocidad* [124, 135] se debe cumplir que

$$F_{ji} = F_{ij} S_i/S_j; \quad F_{\pi i} = F_{i\pi} S_i/S_\pi \quad (5.7)$$

y escribiendo la reflectividad de la partícula, en función de su emisividad ε_p , como $r_p = 1 - \varepsilon_p$, la ecuación (5.7) resulta;

$$q_i = \sigma \varepsilon_p T_p^4 + r_p \left[\sum_{j=1}^I F_{ij} q_j + F_{i\pi} q_\pi + F_{i\pi'} q_{\pi'} \right]; \quad i=1, I \quad (5.8)$$

Para evaluar la absorptividad, transmisividad y reflectividad del estrato es suficiente con considerar condiciones de no emisión en las partículas, ($\sigma \varepsilon_p T_s^4 = 0$) y los valores $q_\pi = 1$ y $q_{\pi'} = 0$. Además, de acuerdo a la Ley de Kirchoff, la emisividad del estrato será numéricamente igual a su absorptividad ($a_L = \varepsilon_L$).

De esta forma, (5.8) representa un sistema de ecuaciones lineales que permite la evaluación de las radiosidades q_i , para $i = 1, I$.

El flujo radiante total, incidente sobre el i -ésimo elemento del sector base, q_{Ti} , está relacionado con q_i mediante

$$q_{Ti} = q_i / r_p, \quad (5.9)$$

y la cantidad total de energía absorbida por el sector base estará dada por

$$Q_{\text{abs}} = \sum_{i=1}^I S_i \varepsilon_p q_{\pi i} = \frac{\varepsilon_p}{1 - \varepsilon_p} \sum_{i=1}^I S_i q_i \quad (5.10)$$

La energía radiante reflejada (total) por el sector base hacia el plano π se evalúa a través de la relación siguiente

$$Q_{\text{ref}} = \sum_{i=1}^I q_i F_{i\pi} S_i \quad (5.11)$$

La energía radiante incidente desde π , puede distribuirse entre todos los sectores que integran el estrato, definiéndose la magnitud Q_{sector} mediante:

$$Q_{\text{sector}} = q_{\pi} / (N_p M) = 1 / (N_p M) \quad (5.12)$$

Utilizando las magnitudes definidas en las ecuaciones (5.9) a (5.12), pueden definirse la absorptividad del estrato, a_L , y su reflectividad, r_L , de la siguiente manera:

$$a_L = Q_{\text{abs}} / Q_{\text{sector}} \quad (5.13a)$$

$$r_L = Q_{\text{ref}} / Q_{\text{sector}} \quad (5.13b)$$

Finalmente, la transmisividad del estrato, t_L , se calcula mediante la relación:

$$t_L = 1 - a_L - r_L \quad (5.13c)$$

Como se ha señalado, si se trata el caso del esquema cuadrado, el procedimiento a seguir es completamente análogo, considerando los diferentes valores de medida del huso y de M mencionados previamente.

5.3.2. Resultados obtenidos

Los resultados numéricos de propiedades radiantes de estrato se correlacionaron con la emisividad de partícula, ε_p , y la concentración adimensional n_p . Los diferentes valores de n_p se obtuvieron, tanto para el esquema triangular como para el cuadrado, modificando la distancia entre centros de las esferas del estrato. Las siguientes expresiones se obtuvieron para el esquema triangular:

$$r_L = \pi (1 - \varepsilon_p) B_{\text{ef}} n_p / 2 \quad (5.14a)$$

$$a_L = \pi \varepsilon_p C_{ef} n_p / 2 \quad (5.14b)$$

donde los coeficientes B_{ef} y C_{ef} se deben evaluar a partir de las ecuaciones siguientes:

$$B_{ef} = (2/3) \left(1 + \beta_B n_p^{1.41} \right)^{-0.5} \quad (5.15a)$$

$$\beta_B = (1.45556 \varepsilon_p + 0.48358) / (1 + 0.16 \varepsilon_p) \quad (5.15b)$$

$$C_{ef} = \left(1 + \beta_C n_p^{1.74} \right)^{-0.5} \quad (5.16a)$$

$$\beta_C = (1.96679 \varepsilon_p + 32995 \cdot 10^{-2}) / (1 + 0.07 \varepsilon_p) \quad (5.16b)$$

El máximo error cometido a partir de las expresiones (5.14) a (5.16) con respecto a los valores generados en el programa de cálculo, fue de 1.5% para cualquier valor de ε_p y $0.630 < n_p < 1.155$. El límite superior corresponde al esquema bidimensional más cerrado para empaquetar las esferas (triangular compacto), y el límite inferior al arreglo más abierto considerado en los cálculos. Las ecuaciones (5.15a) y (5.16a) pueden extrapolarse para $n_p \rightarrow 0$, ya que se impuso a las mismas la condición de tender a los valores límite $B_{ef} = 2/3$ y $C_{ef} = 1$. Estos valores pueden obtenerse analíticamente a partir del patrón de dispersión de una partícula aislada [134,136]. Los términos entre paréntesis en las ecuaciones (5.15a) y (5.16a) se deben a la consideración de los efectos (i)-(ii) descritos en la sección 5.2 sobre la energía radiante que proviene del plano π e ingresa al estrato.

Cuando se realizó la misma evaluación para el esquema cuadrado de partículas en el estrato, se halló que, para los mismos valores de ε_p y n_p , la máxima diferencia en las propiedades de estrato predichas fue del 1.5% tanto para a_L como para r_L ; Las figuras 5.5 y 5.6 muestran los valores de estas propiedades en función de n_p para ambos esquemas, triangular y cuadrado, y valores de $\varepsilon_p = 0.1$ y 0.9 . En las mismas puede visualizarse que el esquema en que se dispongan las partículas en el estrato posee una influencia despreciable sobre las propiedades radiantes resultantes para el mismo.

Consecuentemente, puede inferirse en este punto del análisis que los únicos parámetros con significación para evaluar las propiedades radiantes de estrato son la emisividad de partícula y la

concentración adimensional de las mismas, y que las ecuaciones (5.14a) y (5.14b) pueden utilizarse para tal fin.

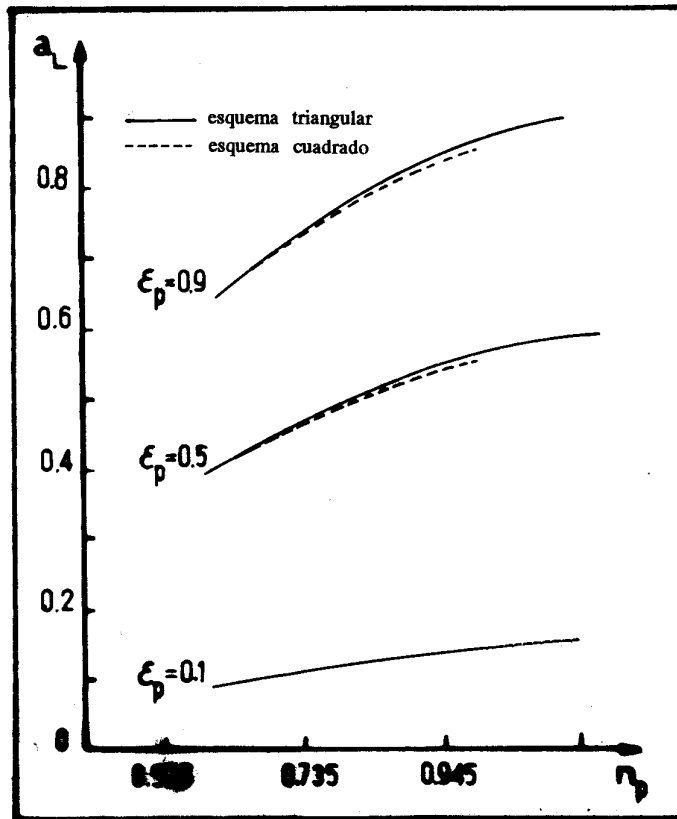


Fig. 5.5 Variación de la absorptividad a_L con n_p .

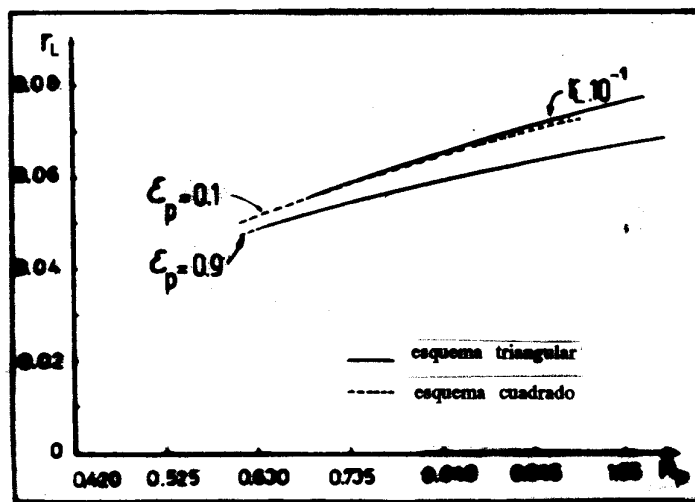


Fig. 5.6 Variación de reflectividad r_L con n_p .

5.4. Aplicación de las propiedades de estrato al Modelo de Múltiples Estratos

Como se señaló en la sección 5.2, el modelo de múltiples estratos, MME (Capítulo III), presenta una forma conveniente de describir el transporte de energía radiante en medios de partículas dispersas. Los estratos que componen el medio son completamente equivalentes al estrato genérico analizado en la sección anterior para derivar las ecuaciones predictivas de a_L y r_L . Si se considera el conjunto de estratos (fig. 3.1, Cap. III), se puede plantear para el j -ésimo integrante del mismo, un balance de energía radiante, que estará formulado de acuerdo a las ecuaciones (3.25l) y (3.25m) de la sección 3.3.2, donde, como se supuso al formular el MME, la temperatura del estrato se considera uniforme.

En las ecuaciones de balance de energía radiante mencionadas deben determinarse los valores de los parámetros estructurales del modelo (geométricos): la distancia Δ , y la concentración adimensional de partículas, n_p . Se desarrollará aquí el planteo correspondiente para la determinación simultánea de los mismos, con lo cual el MME estará en condiciones de ser aplicado completamente.

Si las partículas están dispuestas en el estrato de acuerdo a un arreglo espacial regular, ambos parámetros estructurales quedarán definidos a la vez. En la práctica, los lechos fijos y fluidizados presentan un arreglo aleatorio ("randomly packed"), y obviamente el mismo no es regular. Por otra parte, la única magnitud representativa del empaquetamiento de las partículas que, en la práctica, puede medirse o estimarse, es la porosidad del seno del medio, δ_D .

Con el fin de determinar el efecto de diferentes tipos de arreglo espacial sobre la determinación de las propiedades radiantes, se han considerado tres arreglos regulares diferentes: cúbico, ortorrómbico y rombohédrico. Para cada arreglo, existen algunas orientaciones posibles para los planos paralelos que definen los estratos del modelo. Se han analizado cuatro configuraciones, las que designadas como A, B, C y D se presentan en la figura 5.7.

Si se permite a las partículas en las configuraciones estudiadas, desplazarse expandiendo su disposición relativa en el espacio, manteniendo la similitud geométrica, se generan las expresiones dadas en la Tabla 5.1 para n_p y Δ como funciones de δ_D , siendo además δ_{Dmin} el mínimo valor de porosidad que permite cada configuración.

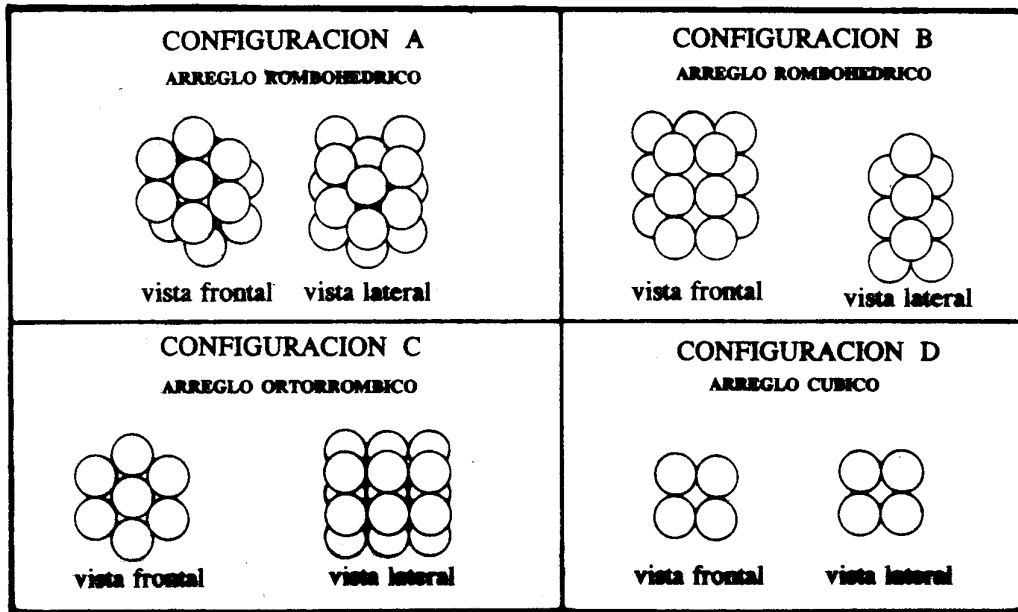


Fig. 5.7 Configuraciones para el arreglo espacial de partículas. La dirección del transporte radiante neto es perpendicular a la "vista frontal".

Configuración	δ_{Dmin}	$n_p / (1 - \delta_D)^{2/3}$	$\frac{\Delta}{d_p} (1 - \delta_D)^{1/3}$
A	0.2595	1.41075	0.73869
B	0.2595	1.22175	0.63972
C	0.3954	1.61494	0.84558
D	0.4760	1.53930	0.80600

Tabla 5.1 Parámetros estructurales para las configuraciones dadas en la figura 5.7

La fig. 5.8a muestra que, dado un valor de δ_D , las configuraciones seleccionadas conducen a diferencias significativas en la reflectividad del estrato y lo mismo se observa en las figuras 5.8b y 5.8c para la transmisividad y la absorptividad del estrato.

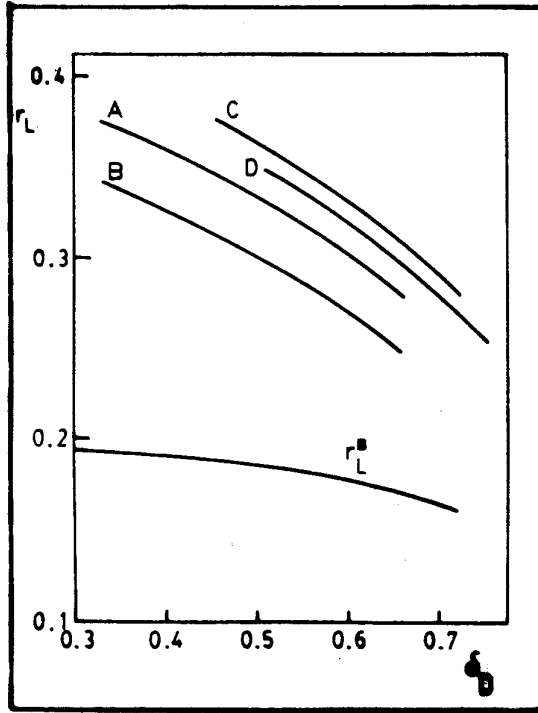


Fig. 5.8a Comparación de r_L para las diferentes configuraciones (A-D) (fig. 5.7), $\epsilon_p = 0.5$; r_L^B evaluado a partir de ec. (AV1.5)

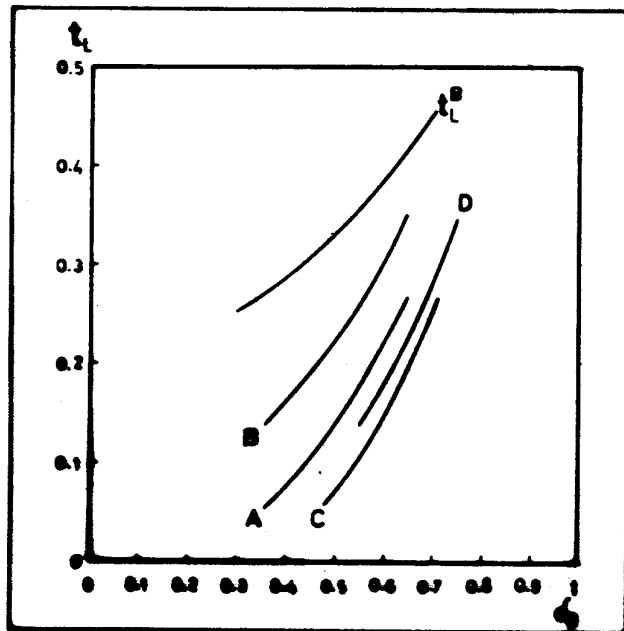


Fig. 5.8b Comparación de t_L para las diferentes configuraciones (A-D) (fig. 5.7), $\epsilon_p = 0.5$; t_L^B evaluado a partir de ec. (AV1.6)

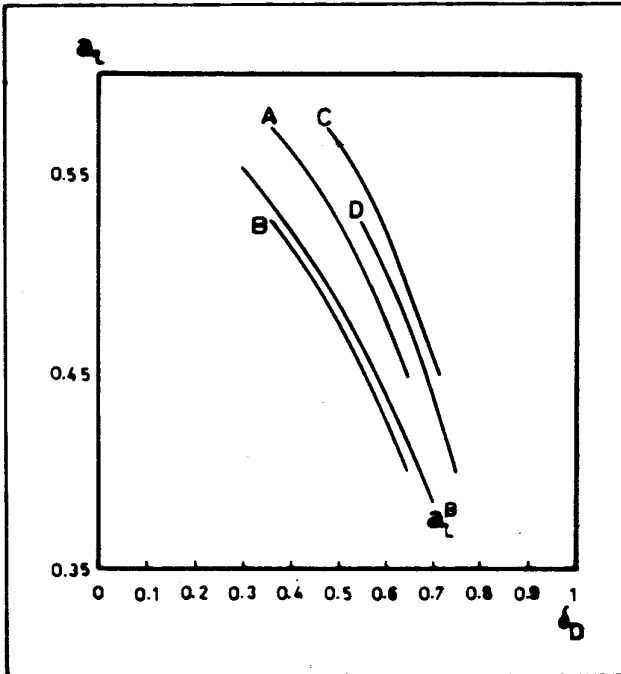


Fig. 5.8c Comparación de a_L para las diferentes configuraciones (A-D) (fig. 5.7), $\epsilon_p = 0.5$; a_L^B evaluado a partir de ec. (AV1.7)

Cuando las propiedades de estrato se utilizan en el MME, el efecto mencionado se extiende a la evaluación de las intensidades de flujo radiante. Por lo tanto, es necesario decidir cuál de las configuraciones esquematizadas en la figura 5.7 representa mejor el comportamiento de un lecho real. Para tal fin es necesario considerar información experimental.

La capa o estrato de partículas adyacente a la pared de la superficie de intercambio, tendrá un rol fundamental para la transferencia de calor por radiación, determinando la magnitud de la velocidad correspondiente. Por esta razón se seleccionará a los fines del cálculo de las propiedades de estrato, la configuración (fig. 5.7) que mejor describa la estructura del estrato adyacente a la pared. Por otra parte, al alejarse de la pared, el concepto de estrato va perdiendo significado (Capítulos II y III).

El estudio se llevó a cabo utilizando un recipiente de acrílico de base cuadrada de 10 cm de lado y 30 cm de altura. En el mismo se introdujeron esferas de vidrio de 0.5 mm de diámetro, cargándolas en el mismo mediante diferentes formas. Las mayores porosidades fueron obtenidas mediante la introducción de las partículas al recipiente previamente cargado con agua. Las medidas fueron realizadas por simple observación y recuento de las

partículas. Algunas observaciones cualitativas merecen ser citadas aquí:

- Las partículas en contacto con la pared se encontraban mayoritariamente distribuidas en arreglo triangular.
- Se detectó la presencia de ciertos defectos (huecos).
- Existió una fracción muy pequeña de partículas que no contactaban efectivamente la pared

Los valores medidos de porosidad en el lecho (δ_D) y n_p , conjuntamente con los valores predichos de n_p a partir de las diferentes configuraciones representadas en la fig. 5.7 se resumen en la Tabla 5.2. Con relación a los valores experimentales de n_p incluidos en la Tabla 5.2 son el resultado, para cada experiencia, del promedio de los correspondientes a cada cara del recipiente.

Exp. No.	δ_D	n_p (exp.)	Valores predichos de n_p			
			A	B	C	D
1	0.434	0.965	0.965	0.836	1.105	-
2	0.425	0.989	0.976	0.845	1.117	-
3	0.430	0.987	0.970	0.840	1.110	-
4	0.379	1.030	1.027	0.889	-	-
5	0.365	1.010	1.042	0.903	-	-
6	0.379	1.026	1.027	0.889	-	-

Tabla 5.2 Valores experimentales de δ_D y n_p para esferas de vidrio de $d_p = 0.5$ mm. Los valores predichos de n_p se obtuvieron a partir de las ecuaciones dadas en la Tabla 5.1. En las situaciones donde $\delta_D < \delta_{Dmin}$ se consigna un espacio señalado con (-).

En la **Tabla 5.2** puede observarse que los valores de n_p predichos a partir de la configuración A guardan una muy buena concordancia con los valores experimentales.

Si bien no se hallaron experiencias similares en la bibliografía, existen trabajos en los cuales se reportan valores experimentales [137,138] y modelísticos [139] de porosidad local (en la zona adyacente a la pared). Para las diferentes configuraciones dadas en la fig. 5.7, es factible obtener los perfiles teóricos de porosidad local, δ_{loc} , a partir de un valor

dado de δ_D . En la figura 5.9 se grafican dichos perfiles y los resultados experimentales de Roblee y colab. [137] y Benenatti y Brosilow [138], en función de la distancia en la dirección normal a la pared, para un valor de porosidad en el seno del lecho, δ_D , de 0.39. Adicionalmente se incluye el perfil resultante de la correlación de Cohen y Metzner [139], cuya formulación es la siguiente:

$$\frac{1 - \delta_{loc}}{1 - \delta_D} = 4.5 \left(\zeta - \frac{7}{9} \zeta^2 \right) \quad \zeta \leq 0.25 \quad (5.17a)$$

$$\frac{\delta_{loc} - \delta_D}{1 - \delta_D} = \alpha_1 \exp(-\alpha_2 \zeta) \cos[(\alpha_3 \zeta - \alpha_4) \pi] \quad 0.25 < \zeta < 8 \quad (5.17b)$$

siendo $\zeta = z/d_p$ y los valores de las constantes α_i (con $i = 1,4$), los siguientes:

$$\alpha_1 = 0.3463, \quad \alpha_2 = 0.4273, \quad \alpha_3 = 2.4509 \quad \alpha_4 = 2.2011$$

Para valores de $\zeta > 8$, se tiene el valor de porosidad local igual al del seno del lecho.

El área A_p (adimensionalizada con d_p^2) del círculo obtenido por la intersección de una partícula esférica adyacente a la pared con un plano paralelo a ella ubicado en una posición ζ se expresa por:

$$A_p = (\zeta - \zeta^2) \pi \quad (5.18)$$

Para cada configuración (fig. 5.7) el valor de δ_{loc} puede expresarse en función de n_p y A_p mediante la siguiente expresión:

$$\delta_{loc} = 1 - n_p A_p \quad (5.19)$$

en la cual n_p se obtiene de las expresiones dadas en la Tabla 5.1. La figura 5.9 muestra los valores de porosidad local δ_{loc} para las cuatro configuraciones de la fig. 5.7 y para la correlación de Cohen y Metzner (ec. 5.17), en función de la coordenada adimensional ζ .

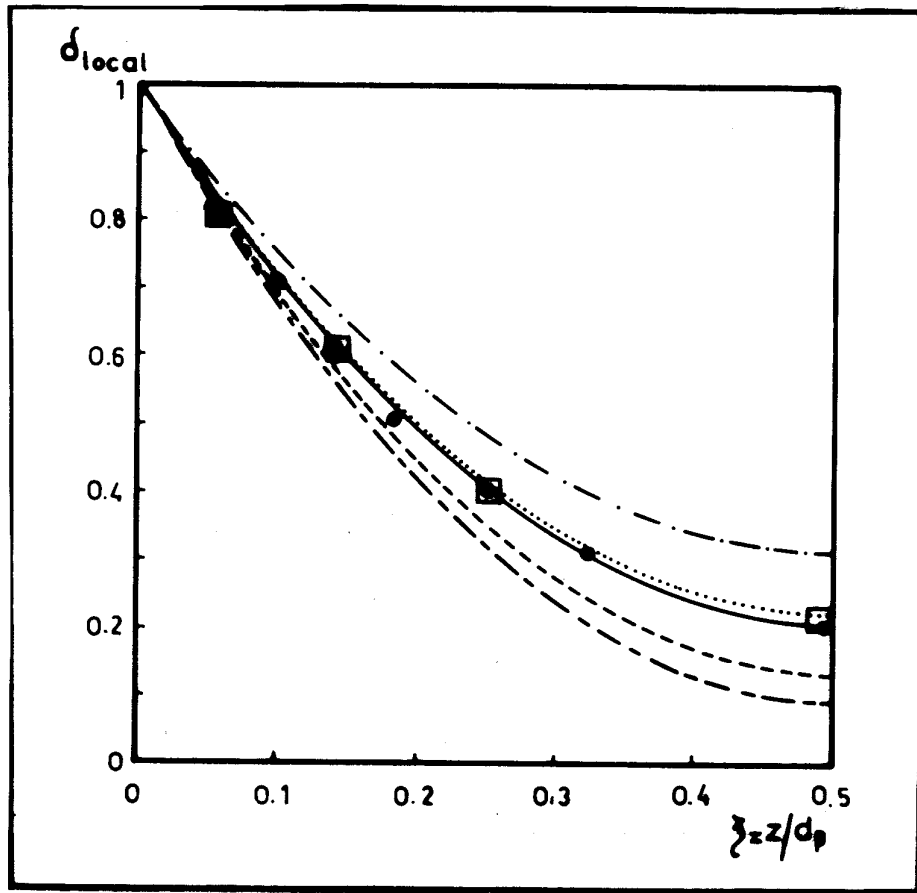


Fig. 5.9 Variación de la porosidad local con la coordenada ξ .

—, configuración A; - - - - configuración C
 - · - · - ·, configuración B; - - - - configuración D
 ·····, correlac. de Cohen y Metzner [139], ec.

(5.17)

Resultados experimentales:

●, ref. [138]: Benenati y Brosilow; □, ref. [137]: Roblee y colab.

Como puede observarse en la fig. 5.9, la concordancia entre los resultados experimentales y los valores de δ_{loc} correspondientes a la configuración A es excelente; la misma conclusión es aplicable cuando se comparan éstos últimos con los valores de δ_{loc} evaluados a partir de la correlación de Cohen y Metzner [139].

Los resultados experimentales mencionados corresponden a lechos fijos. Para la fase densa de un lecho fluidizado, conviene recordar, en esta instancia, el trabajo de Floris y Glicksman [95], citado en el Capítulo III. Estos autores midieron velocidades de transferencia de calor a tiempos de contacto muy pequeños (desde 30 á 100 ms). En estas

condiciones, el proceso de transferencia de calor depende solamente del intercambio de energía entre la pared y las partículas adyacentes a la misma, y de su concentración (por ende de la configuración existente). Floris y Glicksman [95] encontraron diferencias insignificantes entre las medidas obtenidas en el mismo lecho de partículas para velocidades superficiales del gas inferiores a U_{mf} y ligeramente superiores a la misma. Considerando que la porosidad del lecho es esencialmente la misma en ambas condiciones, los resultados proveen evidencia de que el arreglo de partículas y su concentración cerca de la pared de superficies sumergidas en lechos fluidizados y lechos fijos, para el mismo valor de porosidad del seno de los mismos, es completamente similar. Estas experiencias proporcionan evidencia que sustenta el extender las conclusiones obtenidas en lechos fijos a la fase densa de lechos fluidizados, permitiendo para estos últimos adoptar también una configuración del tipo A.

5.5. Comparación con contribuciones previas

5.5.1. Magnitudes utilizadas:

Antes de discutir comparativamente los resultados de otros autores derivados de modelos o de mediciones experimentales, con los obtenidos aplicando el MME y las propiedades de estrato evaluadas por las ecuaciones (5.14a), (5.14b) y (5.13c), se describirán las diferentes magnitudes y conceptos a utilizar.

a) Equivalencia con modelos homogéneos:

Cuando se analiza el transporte radiante desde el punto de vista homogéneo (seudo-continuo), es usual adoptar soluciones simplificadas de la ecuación de transferencia (ec. 5.1), tal como el Modelo de los dos flujos [82, 125, 134]. Este modelo supone que sólo es necesario considerar la intensidad de flujo radiante en ambos sentidos sobre la dirección de transferencia neta de energía, sobre la base fundamental de existencia de una distribución semi-isotrópica de la intensidad en todo el medio. Para que este método arroje resultados aceptables, las condiciones de borde deben ser difusas. Debe tenerse en cuenta que en el caso en que las partículas del lecho no emitan, la isotropía hemisférica es destruída por efecto de la absorción y, por lo tanto, el modelo de los dos flujos puede conducir a errores

considerables [129].

De acuerdo a este modelo, el transporte radiante en el medio se describe y cuantifica a partir de las siguientes ecuaciones diferenciales que constituyen el balance de energía radiante en la dirección normal a la pared:

$$- dq^i/dz = - (a + b) q^i + b q^d + a \sigma T^4 \quad (5.20)$$

$$dq^d/dz = - (a + b) q^d + b q^i + a \sigma T^4 \quad (5.21)$$

donde q^i y q^d representan los flujos radiantes hacia la izquierda y hacia la derecha en la dirección z , resultantes de integrar las correspondientes intensidades en el hemisferio derecho e izquierdo, respectivamente. Los parámetros a y b involucrados en la formulación precedente son la absorptividad efectiva y el coeficiente de dispersión efectivo, por unidad de longitud paralela al flujo radiante en el medio. A los efectos de comparar resultados de otros trabajos en los que se reportan valores de a y b , si se considera el medio de partículas en condiciones de isoterma, puede hallarse la equivalencia de los mismos con los parámetros radiantes del MME, tal como se desarrolla en el Apéndice V.1. Las expresiones resultantes son las siguientes:

$$r_L = \frac{b (E_1 - E_2)}{(a + b + \lambda_1)E_1 - (a + b + \lambda_2)E_2} \quad (AV1.5)$$

$$t_L = \frac{2 \lambda_1}{(a + b + \lambda_1)E_1 - (a + b + \lambda_2)E_2} \quad (AV1.6)$$

$$a_L = \frac{(a + \lambda_1) E_1 - (a + \lambda_2) E_2 - 2 \lambda_1}{(a + b + \lambda_1)E_1 - (a + b + \lambda_2)E_2} \quad (AV1.7)$$

siendo

$$\lambda_{1;2} = \pm \sqrt{a(a + 2b)} ; E_1 = e^{\lambda_1 \Delta} ; E_2 = e^{\lambda_2 \Delta}$$

Las relaciones precedentes garantizan igualdad entre el Modelo de los Dos Flujos y el MME sólo cuando el lecho es isotérmico. Cuando existe un perfil de temperatura no plano en el medio, en general no será posible establecer una equivalencia estricta entre ambos modelos.

b) Conductividad efectiva radiante:

Una alternativa para la presentación de resultados de transporte radiante, generalmente adoptada en trabajos con consideración pseudo-continua del medio, consiste en reportar valores de conductividad efectiva que incluya el efecto de la radiación. Este parámetro efectivo puede expresarse, a partir de la formulación del MME, tal como se muestra en el Apéndice V.4, obteniéndose la siguiente relación:

$$k_{\text{rad}} = 4 \sigma \chi T^3 \quad (\text{AV2.5})$$

siendo χ :

$$\chi = \left(\frac{a_L + 2 t_L}{a_L + 2 r_L} \right) \Delta \quad (\text{AV2.6})$$

c) Propiedades integrales de medios isotérmicos:

Cuando se reportan resultados generados a partir de modelos de celdas unitarias, que en última instancia conforman un estrato para dar lugar a un modelo discontinuo del tipo del MME, puede evaluarse la absorptividad isotérmica de un medio semi-infinito, a_D , o la emisividad ϵ_D igual a la primera. En el Apéndice V.3 se desarrollan las consideraciones y pasos algebraicos que conducen a la siguiente expresión para a_D :

$$a_D = 1 - \xi + (\xi^2 - 1)^{0.5} \quad (\text{AV3.4a})$$

siendo

$$\xi = (1 + r_L^2 - t_L^2) / (2 r_L) \quad (\text{AV3.4b})$$

Este parámetro puede evaluarse también a partir del Modelo de los Dos Flujos, resultando en tal caso la siguiente expresión [136, 145]:

$$a_D = 1 - \frac{b}{a + b + \sqrt{a(a + 2b)}} \quad (5.22)$$

Si el medio es la fase densa, intercambiando calor con una superficie, y el lecho emite, el intercambio neto entre la fase densa y la pared podrá evaluarse a partir de la emisividad equivalente, $\bar{\epsilon}$, mediante la siguiente ecuación, que contempla el intercambio entre un medio de emisividad ϵ_D (la fase densa) a temperatura uniforme T_P , y la pared a T_w , cuya emisividad

es ε_w :

$$\bar{\varepsilon} = (1/\varepsilon_w + 1/\varepsilon_D - 1)^{-1} \quad (5.23)$$

que es la expresión usual para el intercambio entre dos paredes con comportamiento de cuerpo gris y emisividades ε_w y ε_D .

Una alternativa, que se utiliza para lechos "fríos" (sin emisión de las partículas), consiste en reportar los valores de T_N , transmisividad global del medio. Esta magnitud es muy útil como medida directa en experiencias sobre medios de longitud finita y cuantifica el grado de atenuación que sufre la radiación al atravesar la misma. En el Apéndice V.4 se expresa la transmisividad global para un medio de partículas compuesto por N estratos de acuerdo a los parámetros radiantes del MME, resultando:

$$T_N = \mathcal{A} w_1^N + \mathcal{B} w_2^N \quad (AV4.15)$$

Las variables w_1 y w_2 , \mathcal{A} y \mathcal{B} , están dadas por:

$$w_{1;2} = -\frac{(r_L^2 - t_L^2 - 1)}{2 t_L} \pm \frac{\sqrt{(r_L^2 - t_L^2 - 1)^2 - 4 t_L^2}}{2 t_L} \quad (AV4.10)$$

$$\mathcal{A} = 1 + K_1 w_1^N / (K_2 w_2^N - K_1 w_1^N); \quad \mathcal{B} = -K_1 w_1^N / (K_2 w_2^N - K_1 w_1^N) \quad (AV4.16)$$

donde

$$K_1 = r_L / (1 - t_L w_1); \quad K_2 = r_L / (1 - t_L w_2)$$

La relación entre el número de estratos y la longitud de lecho ocupado por los mismos se expresa por:

$$z_N = d_p + (N - 1) \Delta.$$

Cuando se trata de evaluar la transmisividad global a partir de los parámetros del Modelo de los dos flujos, pueden calcularse las propiedades de estrato equivalente, mediante las ecuaciones (AV1.5-7) y luego aplicar (AV4.15), o en forma más directa utilizar la siguiente expresión, presentada por Chen y Churchill [143]:

$$T_N = \frac{1}{\cosh\left(\sqrt{a(a+2b)} z_N\right) + \frac{a+b}{\sqrt{a(a+2b)}} \sinh\left(\sqrt{a(a+2b)} z_N\right)} \quad (5.24)$$

d) Medios no isotérmicos:

Si se tienen datos de transferencia de calor entre la fase densa no isotérmica y una superficie sumergida, entonces se utilizará, normalmente la componente radiante $h_{rad,D}$ del coeficiente de transferencia de calor para la fase densa, h_D . Estas magnitudes han sido definidas precedentemente y su evaluación requiere la consideración del acoplamiento de la radiación desde las partículas con la conducción en las mismas. En el Capítulo VII se utilizará h_{rad} para la comparación de velocidades de transferencia de calor radiante experimentales, con las predichas a partir del MME.

5.5.2. **Análisis comparativo con resultados de contribuciones de otros autores:**

■ *Resultados de Brewster y Tien [134].*

Como se señaló en la sección 5.2, Brewster y Tien [134] utilizaron la solución aproximada de la ecuación de transferencia dada por el Modelo de los Dos Flujos, evaluando las propiedades a y b del medio a partir del patrón de dispersión de una partícula individual, considerando dispersión independiente en el sistema. Para partículas esféricas, opacas, y con reflexión difusa, los autores obtuvieron las siguientes expresiones

$$a = 3 \varepsilon_p (1 - \delta_D)/d_p; \quad b = 3 (1 - \varepsilon_p) (1 - \delta_D) B /d_p \quad (5.25)$$

siendo, para las condiciones de reflexión difusa, $B = 2/3$.

Los resultados de Brewster y Tien [134], derivados de las expresiones (5.25) pueden ser utilizados para evaluar las propiedades equivalentes de estrato en el MME, (ecuaciones AV1.5-7, sección 5.5.1). Los resultados se identificarán como a_L^B , r_L^B , y t_L^B , respectivamente. En las figuras 5.8a, 5.8b y 5.8c se incluyen los correspondientes a_L^B , r_L^B y t_L^B , junto a los valores de a_L , r_L y t_L obtenidos para las cuatro configuraciones espaciales analizadas. La distancia Δ se evaluó a partir de la expresión correspondiente a la configuración A en la figura 5.7, aunque se observó que, eligiendo cualquiera de las restantes configuraciones, la evaluación de Δ a partir de ellas no afecta significativamente los valores obtenidos de a_L^B , r_L^B y t_L^B .

Puede observarse (fig. 5.8a), que los valores de r_L^B

son, para cualquier δ_D , muy inferiores a los correspondientes a cualquiera de las configuraciones de la Tabla 5.1. La misma tendencia se verificó para otros valores de ϵ_p , acentuándose las diferencias cuando $\epsilon_p \rightarrow 0$. La figura 5.8b muestra que los valores de t_L^B son mucho mayores que los correspondientes a las configuraciones A, B, C, D. Las absorptividades a_L^B son ligeramente superiores que las de la configuración B, y mucho menores que las correspondientes a las configuraciones A, C y D (fig. 5.8c).

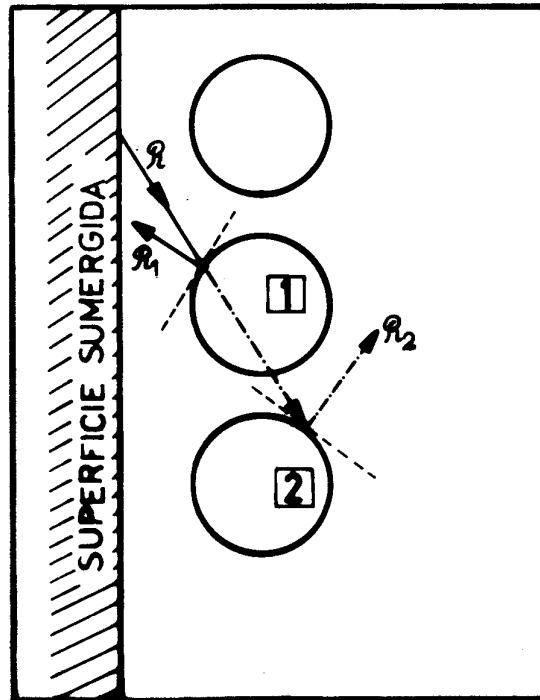


Fig. 5.10 Interacción de un rayo con las partículas de acuerdo al modelo de Brewster y Tien [134].

La figura 5.10 constituirá una base para la explicación de las diferencias señaladas. En la misma se representa la pared que emite un flujo radiante hacia el lecho y la capa adyacente de partículas. Además se grafica un rayo que se identifica como \mathcal{R} . Las flechas en línea continua representan el comportamiento real, mientras que las líneas de trazos corresponderían al comportamiento que suponen Brewster y Tien [134]. En ambos

casos sólo se indica la dirección normal a la tangente en el punto de incidencia sobre la partícula para la radiación "reflejada", \mathcal{R}_1 y \mathcal{R}_2 , que representa la dirección neta para la reflexión de partículas con reflexión difusa. Como puede observarse, la reflexión \mathcal{R}_2 (que implica ignorar los efectos *i-ii* descritos en la sección 5.2) favorece marcadamente a la transmisividad, sobreestimando considerablemente su valor (fig. 5.8b), con respecto a los valores obtenidos por el MME que tiene en cuenta ambos efectos. Simultáneamente, por la misma razón resulta una subestimación de la reflectividad (fig. 5.8a). Finalmente, las bajas absorptividades a_L^B (fig. 5.8c) son especialmente consecuencia de la no consideración de interacciones múltiples (efecto *ii*).

En la figura 5.11 se grafican los valores de $a_D = \epsilon_D$ obtenida por la expresión (5.22). El conjunto de valores de a_D volcado en esta figura se analiza al finalizar la descripción de los trabajos de Chan y Tien [140] y Borodulya y colab. [84] en el punto siguiente.

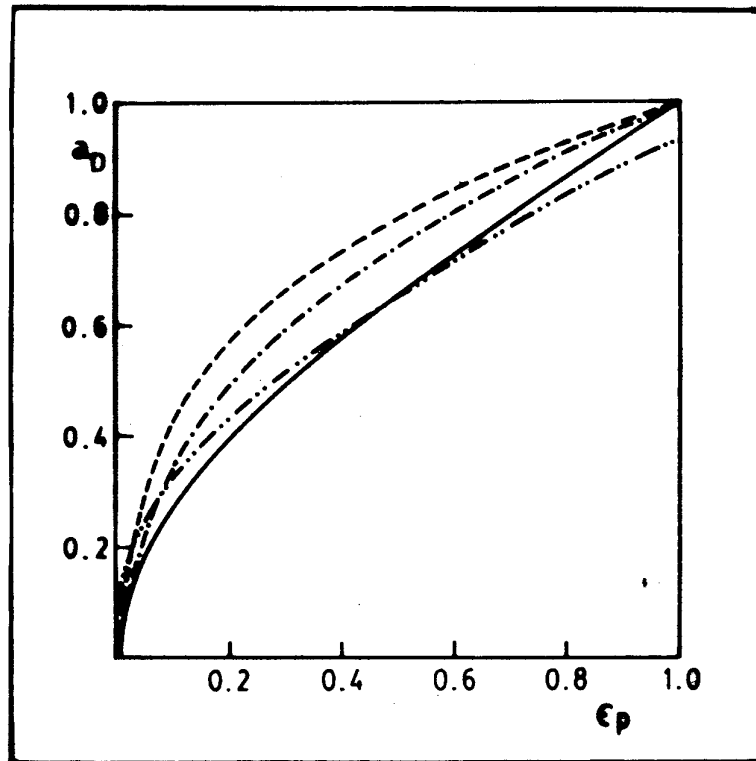


Fig. 5.11 Absorptividad de un lecho isotérmico semi-infinito (a_D); $\delta_D = 0.476$; en función de ϵ_p de acuerdo a diferentes modelos: -.-.-.-: Chan y Tien [140].
 ———: MME; - - -: Brewster y Tien [134];
 -.-.-.-: Borodulya y Kovensky [84];

■ *Resultados de Chan y Tien [140] y Borodulya y Kovensky [84]*

En estos dos trabajos se utilizó un modelo similar al propuesto en esta Tesis para evaluar el transporte de energía radiante en medios de partículas. En ambos casos se adoptó como base en los cálculos un arreglo espacial representado por la configuración C en la figura 5.7. Luego, las propiedades de estratos se evaluaron en forma aproximada a partir del comportamiento de celdas elementales. Los aspectos fundamentales de ambos trabajos se describirán en esta sección, encontrándose el tratamiento en detalle en las referencias [84, 140].

En el trabajo de Borodulya y Kovensky [84], el espesor de un estrato contiene partículas completas, tal como en el MME. La celda, para los cálculos vinculados a los fenómenos ópticos posee una altura de $2 y_p$ (siendo y_p la distancia entre centros de esferas adyacentes del mismo estrato), y contiene cuatro cuartas partes de esferas contiguas correspondientes al mismo estrato (fig. 5.12). Se supone que la abertura correspondiente al plano central transmite la energía radiante que incide sobre ella en forma difusa.

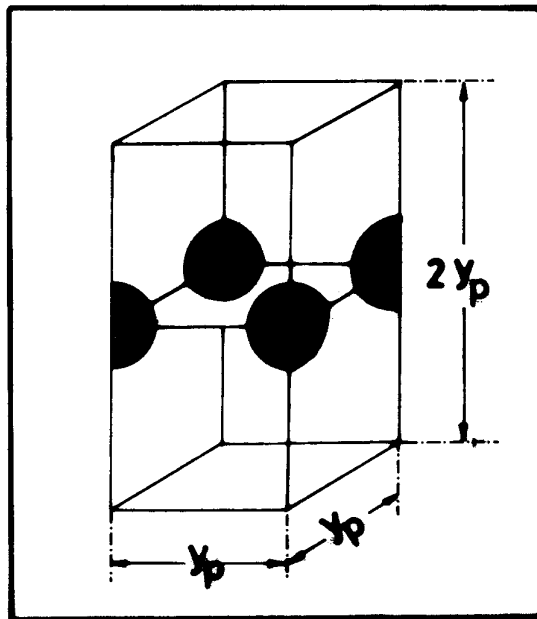


Fig. 5.12 Esquema de la celda (unidad) utilizada por Borodulya y Kovensky [84].

Con respecto a las aberturas laterales de la celda, se supone para ellas un comportamiento dual. Por un lado, se realiza la suposición de que la energía radiante que procede de uno de los planos que limitan el estrato, ingresa a la celda a través de la abertura de la base y de las aberturas laterales. Ambos flujos radiantes se consideran hemisféricos, con la misma intensidad. Sólo la fracción de energía incidente sobre las superficies de sólido y transmitidas a través de la abertura del plano central se consideran como cantidad de energía neta recibida por la celda a los efectos de evaluar sus propiedades radiantes. La segunda parte de los cálculos implica la evaluación de la distribución de energía reflejada por las superficies sólidas. Se supone, además, que las aberturas laterales reflejan en forma difusa la energía incidente sobre ellas. Este rol secundario de las aberturas laterales da cuenta de la radiación que "vuelve" del resto de las partículas que pertenecen al estrato. Así, la última consideración permite, finalmente, evaluar la distribución de energía en la celda.

Los autores utilizaron factores de visión *globales*, no discretizando en elementos pequeños las diferentes superficies que conforman la celda. Se consideran esferas opacas con reflexión difusa.

Con el fin de analizar la influencia de considerar factores de visión *elementales* o *globales*, se realizó el cálculo de las propiedades del MME sin dividir los sectores de las esferas en elementos, para el arreglo definido por la configuración C (fig 5.7), y $\delta_D = 0.36$. Los resultados, expresados en términos de la absorptividad de un lecho semi-infinito, isotérmico, a_D , se muestran en la figura 5.13, en función de ϵ_p .

Puede observarse en la figura precedente que la consideración de factores de visión globales en lugar de elementales arroja un valor mayor de a_D en todo el rango de ϵ_p . Una razón para tal efecto es que se introduce el error de considerar el flujo radiante uniforme sobre superficie de tamaños demasiado grandes para justificar tal suposición. El uso de factores de visión globales conduce a obtener valores de reflectividad de estrato r_L hasta un 18% menores, lo cual lleva a sobreestimar a_D con respecto al cálculo discreto.

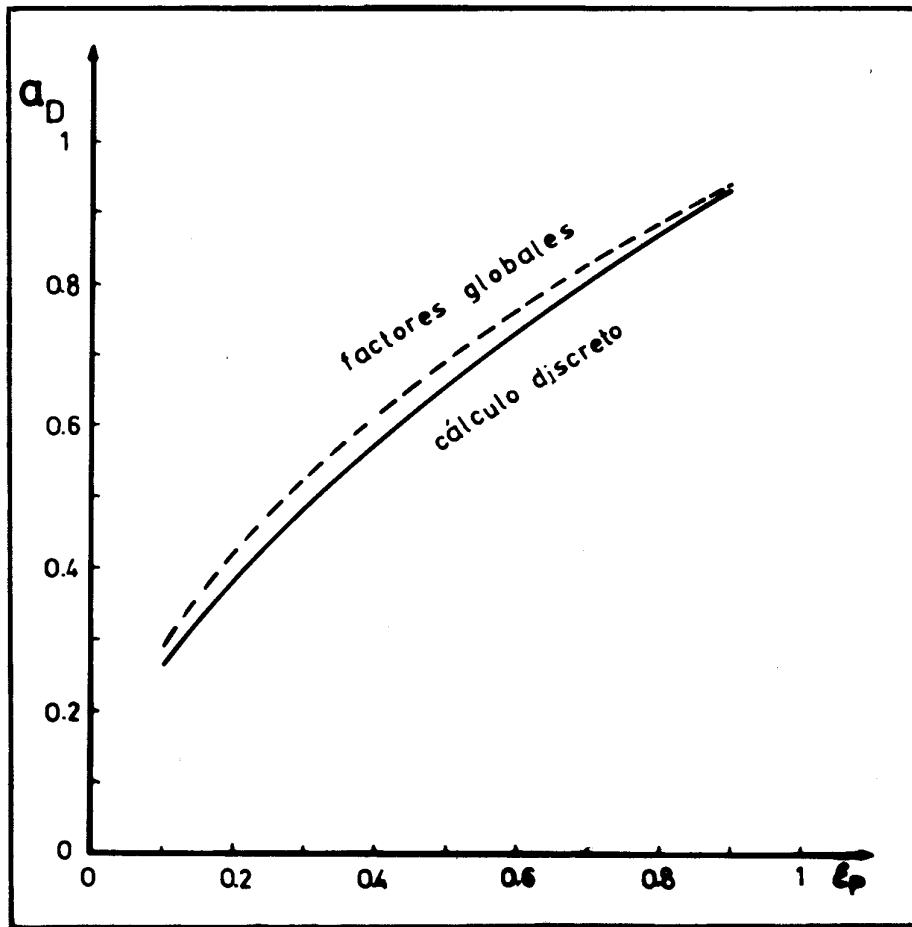


Fig. 5.13 Influencia de la consideración de factores de visión globales o elementales en la evaluación de la absorptividad a_D a partir del MME (configuración C en la fig. 5.7), $\delta_D = 0.36$.

Los resultados de Borodulya y Kovensky [84] expresados en términos de a_D , se comparan con los obtenidos mediante el MME, en la figura 5.11, que será discutida posteriormente.

En el modelo de Chan y Tien [140], los estratos no contienen partículas completas (fig. 5.14). Los estratos internos que conforman el medio de partículas se extienden entre dos planos adyacentes que contienen los centros de las esferas, con dos filas de semi-esferas encerradas en cada estrato.

La celda elemental es un cubo con arista de longitud igual a d_p , incluyendo ocho husos esféricos de 45° (fig. 5.14). Se supone que las aberturas laterales, compartidas con las celdas adyacentes reflejan la energía incidente sobre ellas en forma difusa. Esta suposición permite contabilizar la energía que "vuelve" del resto de las partículas del estrato y

realizar la caracterización del comportamiento de la celda como el correspondiente a una cavidad. Las propiedades radiantes de la celda se evaluaron mediante valores prescritos del flujo radiante incidente para una de las aberturas de base. Para cada extremo del medio de partículas, los estratos terminales comprenden una simple fila de semi-esferas, cuyas propiedades radiantes difieren de las correspondientes a los estratos internos. Se llevaron a cabo los cálculos para partículas opacas con reflexión especular.

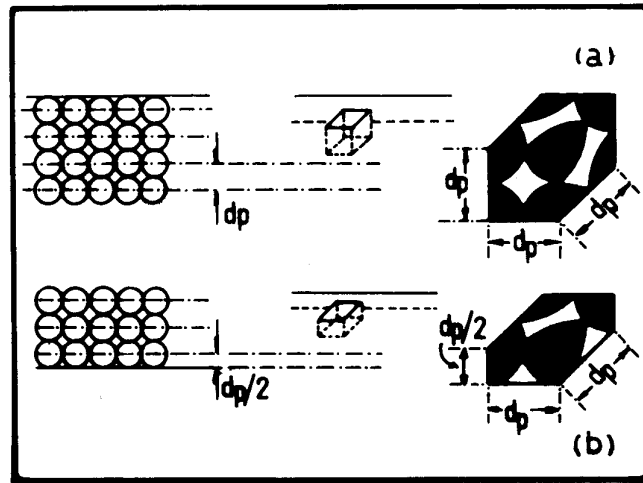


Fig. 5.14 Modelo de Chan y Tien [140]

- a) estratos internos y celda correspondiente.
- b) estratos terminales y celda correspondiente.

Con el fin de comparar resultados con los obtenidos mediante el MME, en el Apéndice V.3 se desarrolla la expresión para evaluar a_D , cuya particularidad consiste en que la primera capa tendrá propiedades radiantes diferentes del resto de los estratos del medio semi-infinito. Los valores resultantes se grafican, en función de ϵ_p en la fig. 5.11.

Antes de analizar comparativamente los valores de absorptividad a_D se hará referencia a los resultados de transmisividad global, T_N obtenidos a partir del modelo de Chan y Tien. En la figura 5.15 se muestran los resultados de transmisividad global para los casos de uno y dos estratos adyacentes a la pared, para el modelo de Chan y Tien y para el MME (ec.AV4.15). Para conformar el espesor de un estrato en el modelo de Chan y Tien se suprimen los estratos internos y se unen los terminales. Debido a la suposición de redistribución semi-isotrópica de la intensidad al atravesar el

espesor de la primera semi-esfera, la transmisividad resultante es menor que la correspondiente al MME, t_L . En este último, la energía que atraviesa el hueco entre partículas define el valor de t_L . Para valores muy bajos de ϵ_p cobra importancia el patrón de reflexión. En el modelo de Chan y Tien la fracción reflejada que "vuelve" hacia la pared es menor por la reflexión especular, incrementando la transmisividad. Para el caso de dos estratos, los efectos se atenúan considerablemente, aproximándose los valores generados por el modelo de Chan y Tien a los del MME.

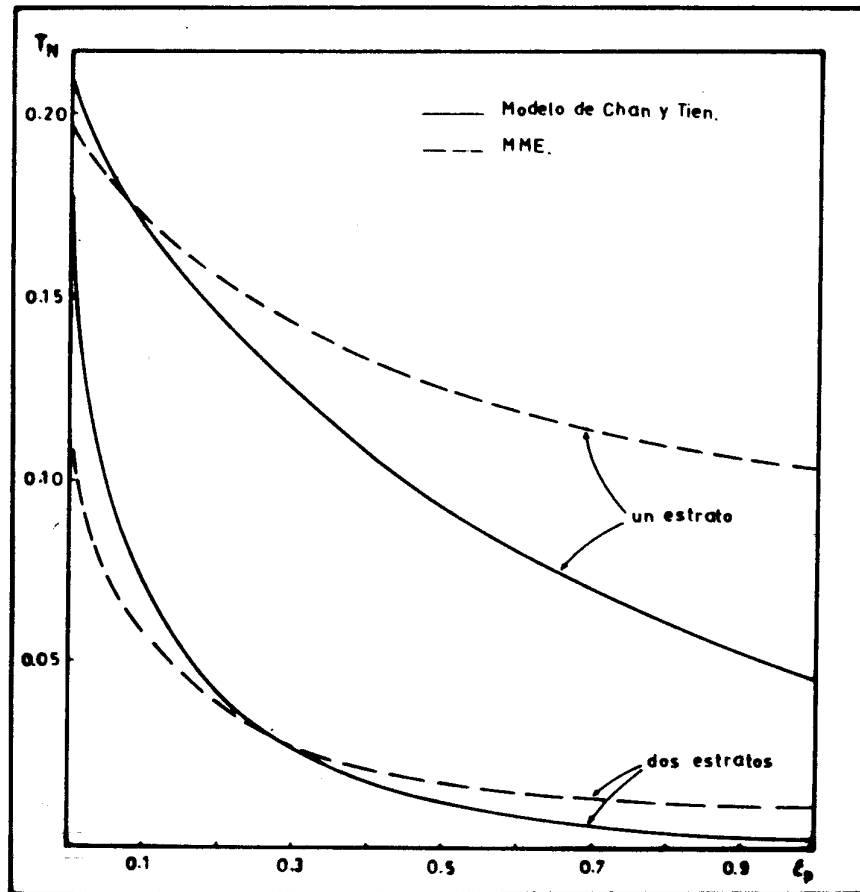


Fig. 5.15 Transmisividades T_N para uno y dos estratos. Comparación de resultados entre MME y modelo de Chan y Tien [140].

Debido a que en un medio de partículas tal como la fase densa, la fracción volumétrica de sólidos es usualmente alta, las partículas adyacentes a la pared serán responsables de la mayor cantidad de energía reflejada que vuelve hacia la superficie de la pared emisora, la reflectividad del estrato r_L será el parámetro más importante para definir el

valor de a_D . Esta observación será de suma utilidad en la discusión de las posiciones relativas de las curvas a_D vs. ϵ_p que se presentan en la fig. 5.11.

Aún teniendo en cuenta las diferentes características de la reflexión adoptadas para las partículas por Chan y Tien, sus resultados encuentran una aceptable concordancia con los correspondientes al MME, (ecs. AV3.4a, AV3.4b). Las diferencias halladas para bajos y altos valores de ϵ_p pueden ser explicadas de una forma similar a lo realizado para los resultados de T_N (fig. 5.15), de la siguiente manera: Para pequeños valores de ϵ_p , la reflexión especular conduce a valores menores de reflectividad que para partículas con reflexión difusa, de manera tal que el modelo de Chan y Tien predice mayores absorptividades de lecho. Para altos ϵ_p , la suposición de reflexión difusa en las aberturas laterales del modelo de Chan y Tien determina una sobreestimación de la reflectividad del estrato. Para el caso particular de $\epsilon_p = 1$, el valor de a_D debería ser igual a uno, mientras que el modelo propuesto por Chan y Tien predice un valor de a_D igual a 0.93. No obstante, dado que las diferencias entre los valores obtenidos mediante el modelo de Chan y Tien y los correspondientes al MME no son demasiado grandes, la consideración de diferentes patrones de reflexión no muestra, a partir de los resultados, un efecto marcado sobre los mismos.

El modelo de Borodulya y Kovensky [84] predice valores de a_D significativamente mayores que los correspondientes al MME. Las causas de esta discrepancia se originan en las diferentes suposiciones utilizadas para evaluar las propiedades radiantes del estrato en uno y otro modelo. Por ejemplo, el hecho de evaluar las propiedades de estrato a partir de factores de visión globales en lugar de elementales, conduce a sobreestimar a_D como se describió previamente. Otra causa probable para las diferencias reside en que, al utilizar una celda unitaria es necesario definir un patrón de comportamiento para la energía que atraviesa una celda e ingresa a la contigua. Por el contrario, el MME no requiere suposición alguna en ese sentido.

Los valores de a_D correspondientes a Brewster y Tien [134] son significativamente mayores que los de los tres modelos de estratos analizados precedentemente. Este resultado es una consecuencia de los bajos valores de r_L^B (fig. 5.8a).

Debe señalarse que las diferencias en los valores de las propiedades de estrato, a_L , r_L y t_L , entre los diferentes modelos, son más pronunciadas que las diferencias en a_D (como puede observarse, por ejemplo en

las figuras 5.8, entre r_L , a_L y t_L del MME y los valores r_L^B , a_L^B y a_L^B). Estas diferencias en las propiedades de estrato resultarán más significantes en la definición de la transferencia de calor radiante en lechos no isotérmicos, debido a que el rol del primer estrato se verá enfatizado.

■ *Resultados de Singh y Kaviany [129, 131]*

Recientemente, estos autores realizaron una simulación directa del proceso de transferencia de calor en lechos de partículas, mediante el método de Monte Carlo, reportando sus resultados en términos de transmisividades globales y conductividades efectivas del medio. Los autores adoptan determinados arreglos espaciales para las partículas en el medio, que se mencionarán al discutir los resultados.

En los mismos trabajos [129, 131], Singh y Kaviany también utilizan la ecuación de transferencia (5.1), mediante su resolución numérica aproximada por el "Método de Ordenadas Discretas" (MOD), originalmente desarrollado por Fiveland [141]. El método de las ordenadas discretas puede considerarse una extensión del Modelo de los Dos Flujos, en el cual el número de componentes discretas de la intensidad de flujo radiante pasa de 2 a $2N$. Se aplica luego de evaluar las propiedades radiantes de una partícula aislada bajo la suposición de dispersión independiente. En la referencia [131], sin embargo, los autores realizan una corrección para configurar las propiedades teniendo en cuenta los efectos derivados de la dispersión dependiente en el medio. Se identificará esta aplicación del MOD como "Metodo de Ordenadas Discretas Modificado" (MODM).

Singh y Kaviany presentan sus resultados expresados en dos modalidades: a través de la conductividad efectiva y de la transmisividad global.

En la referencia [129], los autores expresan los resultados en términos de la componente radiante de la conductividad efectiva. Definida k_{rad} por la ecuación (AV2.5), los autores evaluaron χ , a partir de (AV2.6), presentando los valores de χ/d_p . La Tabla 5.3 muestra los valores de χ/d_p reportados por Singh y Kaviany [129], incluyendo los valores experimentales de Kasperek reportados en [142]. Adicionalmente se muestran en la misma tabla los valores obtenidos de χ/d_p a partir del MME. La porosidad δ_D correspondiente a los valores de la Tabla 5.3 es $\delta_D = 0.5$. Para esta porosidad el Método de Monte Carlo se aplicó utilizando para representar el medio un arreglo cúbico desplazado, de manera que las partículas en una determinada capa

enfrentan a los huecos de la anterior.

<i>Forma de evaluación</i>	ϵ_p	
	0.35	0.85
MODELO DE LOS DOS FLUJOS (Reflexión difusa)	1.100	1.270
MODELO DE LOS DOS FLUJOS (Reflexión especular)	1.333	1.333
KASPAREK (Experimental, [142])	0.600	1.060
MONTE CARLO (Reflexión especular)	0.510	0.970
MODELO PROPUESTO (MME) (Reflexión difusa)	0.507	0.991

Tabla 5.3 Valores de χ/d_p para $\delta_D = 0.5$ de acuerdo a diferentes métodos [129] incluyendo los correspondientes al MME

Los autores presentan, además, los resultados del método de Monte Carlo (MMC) para $\delta_D = 0.4$ para partículas con reflexión difusa y especular. En este caso, la aplicación se realizó con una distribución aleatoria de las partículas en el espacio ("random packed bed"). Los valores reportados se dan en la Tabla 5.4, junto a los correspondientes al MME y al Modelo de los Dos Flujos.

<i>Forma de evaluación</i>	ϵ_p				
	0.20	0.35	0.60	0.85	1.00
MODELO DE LOS DOS FLUJOS (Reflexión difusa)	0.880	0.910	0.980	1.060	1.110
MONTE CARLO (Reflexión difusa)	0.320	0.450	0.680 [†]	0.940	1.100
MONTE CARLO (Reflexión especular)	0.340	0.470	0.690	0.950	1.100
MODELO PROPUESTO (MME) (Reflexión difusa)	0.260	0.371	0.576	0.824	1.000

Tabla 5.4. Valores de χ/d_p para $\delta_D = 0.4$ obtenidos por los métodos de Monte Carlo, MME y de los Dos Flujos.

En la Tabla 5.4 puede observarse que la máxima diferencia entre los resultados del método de Monte Carlo correspondientes a reflexiones difusa y especular, y $\delta_D = 0.4$, es de 5.9% para $\epsilon_p = 0.2$ y disminuye con el aumento de ϵ_p . Por lo tanto, aunque en la Tabla 5.3 ($\delta_D = 0.5$) los resultados del método de Monte Carlo corresponden a reflexión especular, sus valores pueden compararse con los del MME. Las diferencias obtenidas entre ambos resultados (Monte Carlo y MME, Tabla 5.3) son de 0.59% para $\epsilon_p = 0.35$ y 2.16% para $\epsilon_p = 0.85$. Este resultado puede considerarse satisfactorio para sustentar el uso del MME en virtud de ser el método de Monte Carlo una forma de evaluación que no involucra suposiciones simplificadoras, como ya fuera enfatizado. Con respecto a los resultados experimentales de Kasperek en la Tabla 5.3, los correspondientes a $\epsilon_p = 0.35$ fueron obtenidos sobre esferas de acero pulido y los de $\epsilon_p = 0.85$ sobre esferas recubiertas con una capa de óxido de cromo. En las primeras, por lo tanto, es esperable que se tenga reflexión especular. Aún así, las diferencias del MME con los resultados experimentales son de 15.5%. Para las partículas recubiertas con óxido de cromo la reflexión será de tipo difusa. En este caso la diferencia con respecto al MME es de sólo 6.5%.

Otra observación importante que surge de la Tabla 5.3 es que el Modelo de los Dos Flujos, con reflexión difusa o especular, arroja resultados muy alejados de los valores experimentales y de los obtenidos por el método de Monte Carlo (en la Tabla 5.4 también se aprecian las diferencias sustanciales entre el modelo de los Dos Flujos y el método de Monte Carlo). Aunque no se vuelca en las tablas precedentes, el método de ordenadas discretas no modificado, también presenta diferencias importantes, con resultados que, como máxima diferencia, para $\epsilon_p = 0.35$ se apartan en un 174% del correspondiente valor experimental. El MME acompaña la variación suave de χ/d_p con ϵ_p que presenta el método de Monte Carlo, como puede advertirse en la Tabla 5.4, con diferencias poco significativas con respecto al mismo (nótese que, además, el modelo de los Dos Flujos presenta valores muy superiores sin mostrar una tendencia similar a la del método de Monte Carlo cuando ϵ_p aumenta).

Los resultados de Singh y Kaviany [131] expresados en función de la transmisividad global se muestran en la figura 5.16, en la que se incluyen los valores correspondientes al método de Montecarlo y al de Ordenadas Discretas Modificado, para $\epsilon_p = 0.1$ y $\epsilon_p = 0.4$. En ambos casos la

porosidad del lecho, considerado en arreglo cúbico, fue $\delta_D = 0.476$. Se incluyen, además los resultados del MME, obtenidos a partir de la expresión (AV4.15) del Apéndice V.4 y los evaluados por la expresión derivada del Modelo de los dos flujos, ec. (5.24), para partículas opacas con reflexión difusa.

El apartamiento de los resultados de las expresiones del Modelo de los Dos Flujos es evidente, por las razones discutidas en la sección 5.5.2 al analizar los resultados del trabajo de Brewster y Tien [134]. Los resultados del MME nuevamente guardan excelente concordancia con los del método de Monte Carlo, para ambos valores de ϵ_p , siendo aún mejores que los del MODM, que Singh y Kaviany proponen como aproximación y alternativa práctica al de Monte Carlo.

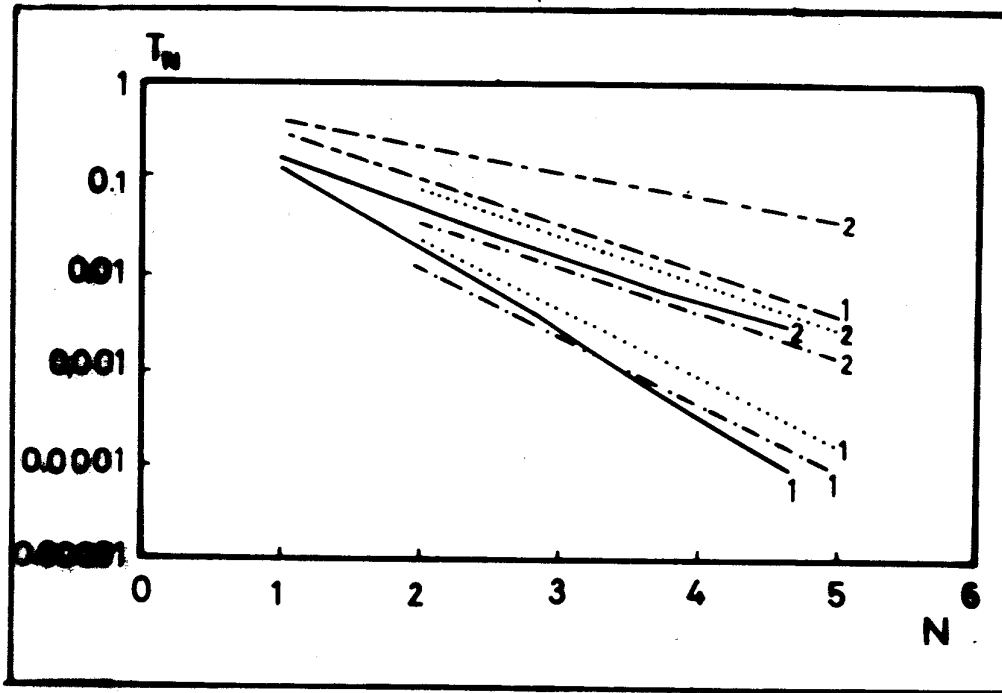


Fig. 5.16 Cálculo de la transmisividad global en función del número de estratos, para $\delta_D = 0.476$ de acuerdo a diferentes modelos:

- - - Brewster y Tien [134]; MODM [131];
- MME; -.-.-.- Método de Monte Carlo [131];
- para $\epsilon_p = 0.4$ (curvas "1") y $\epsilon_p = 0.1$ (curvas "2").

■ *Resultados de Chen y Churchill [143]*

El único trabajo en el que se realizó un estudio del transporte de energía radiante en medios de partículas dispersas aislando el efecto del mismo de los mecanismos conductivos y convectivos es, aparentemente, el presentado por Chen y Churchill [143]. Los autores midieron la fracción de energía radiante transmitida a través de un lecho fijo de diferentes espesores de relleno, utilizando una termopila como detector. Se usó una fuente a alta temperatura para generar la energía radiante que, de acuerdo al esquema de la figura 5.17, incidía sobre el lecho de partículas, sin emisión (lecho "frío"). Los sólidos empleados fueron partículas esféricas e irregulares, con materiales tales como vidrio, alúmina, acero y carburo de silicio. Para estos sólidos, Chen y Churchill reportan los correspondientes valores de a y b que ajustaron sus resultados experimentales de acuerdo al Modelo de los dos flujos.

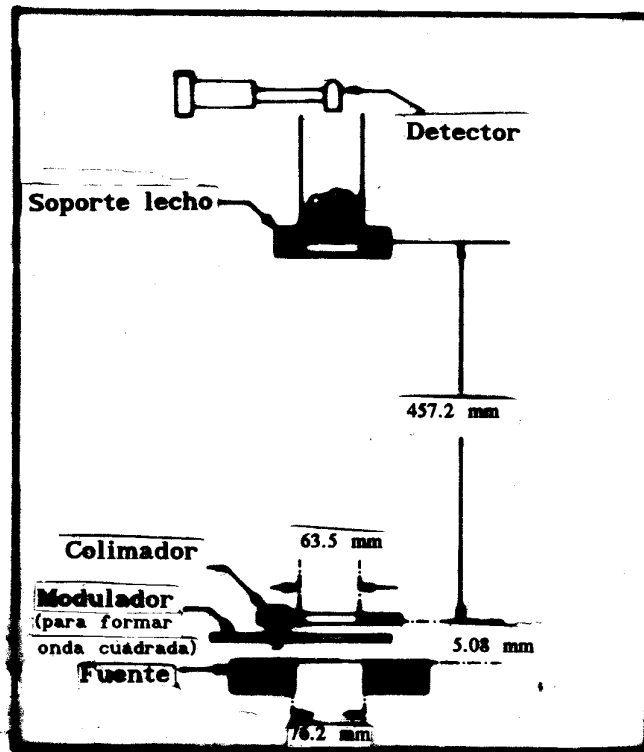


Fig. 5.17 Disposición experimental utilizada por Chen y Churchill [143].

Muchos autores han comparado los resultados obtenidos a partir de diferentes modelos con los valores experimentales de Chen y Churchill. Singh y Kaviany [129] señalan que un aspecto que no ha sido

considerado al realizar estas comparaciones es el que surge de la condición de contorno impuesta por la energía radiante incidente sobre el lecho. Siempre se ha considerado a la misma como difusa. Como observaron Singh y Kaviany, a partir del esquema de la figura 5.17, puede advertirse que la energía incidente es colimada desde un ángulo sólido muy pequeño alrededor de la normal. En consecuencia, no resulta factible comparar los valores reportados por Chen y Churchill con los del MME, ya que el mismo considera que la energía incidente sobre el medio de partículas es de característica difusa.

Brewster [144], y Brewster y Tien [134], utilizando un valor de $\varepsilon_p = 0.4$ para esferas de acero, y el modelo de los Dos Flujos, obtuvieron un buen ajuste de los resultados de Chen y Churchill. La aplicación del Modelo de los dos flujos introduce errores, como ya se ha discutido, y la utilización incorrecta de la condición de contorno difusa, producen una compensación que lleva a los valores predichos a aproximarse a los experimentales, por lo que no puede considerarse como evidencia para dar sustento a la aplicabilidad del Modelo de los Dos Flujos [129].

Puede realizarse una observación más en relación a las experiencias de Chen y Churchill, considerando los valores reportados por los autores de emisividades de las partículas y, sobre la base del modelo de los dos flujos (con el cual ajustaron los resultados de a y b), evaluando la absorptividad del medio a través de la expresión (5.22).

Se puede comprobar que, en todos los casos, la absorptividad del lecho es menor que la correspondiente a las partículas. Esto no es factible ya que el lecho de partículas crea un efecto de "cavidad", en forma análoga al hecho de que la absorptividad de una superficie rugosa resulta mayor que la superficie pulida del mismo material. De esta forma, puede suponerse que los valores reportados de propiedades de las partículas no sean correctos, o al menos, no consistentes con sus resultados experimentales, lo cual crea una dificultad para la utilización de los resultados experimentales de Chen y Churchill [143].

5.6. Conclusiones

En este capítulo se ha desarrollado una vía para evaluar las propiedades radiantes correspondientes al modelo de estratos (MME) presentado en el Capítulo III, para utilizarse en medios de partículas con geometría esférica, comportamiento de cuerpo gris, opacas y con reflexión difusa.

Los resultados para ordenamiento triangular y cuadrado de las partículas en el estrato evidencian diferencias despreciables en los valores de absorptividad, reflectividad y transmisividad de estrato, cuando se comparan para un mismo valor de concentración adimensional, n_p . Estas propiedades, por lo tanto, pueden evaluarse a partir del conocimiento de ϵ_p y n_p , a partir de las ecuaciones (5.14)-(5.16).

Si se supone una configuración espacial de partículas en el medio, el MME permite el uso de las propiedades de estrato para describir el transporte radiante a través de lechos fijos o fluidizados (fase densa). A partir de evidencias experimentales se mostró que la configuración triangular en arreglo romboédrico (A en la fig. 5.7) es la más adecuada para ser usada al definir el valor de n_p y de la distancia Δ , a partir del valor conocido de porosidad en el seno del lecho, δ_D .

Cuando se comparan los resultados con otros modelos para el transporte de energía radiante, las desviaciones más importantes son las encontradas con relación al modelo pseudo-continuo con dispersión independiente de Brewster y Tien [134]. En este caso, la suposición de dispersión independiente conduce a valores muy altos de las transmisividades y muy bajas reflectividades. En lo que respecta a otros modelos, las discrepancias en resultados son principalmente debidas al uso de celdas elementales para evaluar las propiedades radiantes [134, 140].

Los resultados del MME muestran una excelente concordancia con los correspondientes al método de Monte Carlo, obtenidos por Singh y Kaviany [129, 131]. Los resultados del método de Monte Carlo, al no involucrar suposiciones, deben considerarse como los que reproducen el comportamiento del lecho en forma más adecuada. Desde este punto de vista, la concordancia del MME con el mismo constituye un sustento importante para la utilización del MME. Los valores predichos por el MME presentan una menor desviación con respecto a los del MMC que los del MODM a lo que debe adicionarse una mayor accesibilidad y practicidad en su uso, ya que involucra manejar dos ecuaciones a diferencias, frente a un sistema de 2N ecuaciones diferenciales acopladas para cuantificar el transporte radiante en el MODM.

APENDICE V.1

Equivalencia entre las propiedades de estrato, (a_L, r_L, t_L) y las correspondientes al "Modelo de los Dos Flujos", (a, b). Medio isotérmico.

Considerando las ecuaciones (5.20 y (5.21), a temperatura constante T:

$$- dq^i/dz = - (a + b) q^i + b q^d + a \sigma T^4 \quad (5.20)$$

$$dq^d/dz = - (a + b) q^d + b q^i + a \sigma T^4 \quad (5.21)$$

puede reescribirlas del siguiente modo:

$$- \frac{d(q^i - \sigma T^4)}{dz} = - (a + b) (q^i - \sigma T^4) + b (q^d - \sigma T^4) \quad (5.20')$$

$$\frac{d(q^d - \sigma T^4)}{dz} = - (a + b) (q^d - \sigma T^4) + b (q^i - \sigma T^4) \quad (5.21')$$

que constituye un sistema de ecuaciones diferenciales homogéneas en las variables $(q^i - \sigma T^4)$ y $(q^d - \sigma T^4)$.

Integrando las ecuaciones (5.20') y (5.21') sobre una distancia Δ (separación entre estratos del MME), se pueden expresar los flujos $q^i(z)$ y $q^d(z)$ en función de $q^i(z + \Delta)$, $q^d(z + \Delta)$. Ambos pares de valores pueden ser identificados como los valores a la izquierda y a la derecha, respectivamente, del j-ésimo estrato del MME. Las relaciones así obtenidas son las siguientes:

$$q_j^d = - \frac{1}{2 \lambda_1} \left[E_1(a+b+\lambda_2) - E_2(a+b+\lambda_1) \right] (q_{j+1}^d - \sigma T^4) + \left[\frac{b(E_1 - E_2)}{2 \lambda_1} \right] (q_{j+1}^i - \sigma T^4) + \sigma T^4 \quad (AV1.1a)$$

$$q_j^i = \left[\frac{b(E_2 - E_1)}{2 \lambda_1} \right] (q_{j+1}^d - \sigma T^4) + \frac{1}{2 \lambda_1} \left[E_1(a+b+\lambda_1) - E_2(a+b+\lambda_2) \right] (q_{j+1}^i - \sigma T^4) + \sigma T^4 \quad (AV1.1b)$$

en las cuales

$$\lambda_1 = \sqrt{a(a+2b)} \quad \lambda_2 = -\sqrt{a(a+2b)} \quad (\text{AV1.2})$$

$$E_1 = \exp(\lambda_1 \Delta) \quad ; \quad E_2 = \exp(\lambda_2 \Delta) \quad (\text{AV1.3})$$

De acuerdo al MME, los flujos radiantes a nivel del j-ésimo estrato q_j^d , q_j^i , q_{j+1}^d , q_{j+1}^i , se relacionan según se expresa en las ecuaciones (3.25l) y (3.25m):

$$q_j^i = t_L q_{j+1}^i + r_L q_j^d + a_L \sigma T^4 \quad (3.25l)$$

$$q_{j+1}^d = t_L q_j^d + r_L q_{j+1}^i + a_L \sigma T^4 \quad (3.25m)$$

Las expresiones (3.25l) y (3.25m) pueden reacomodarse para dar:

$$q_j^d = \left[-\frac{r_L}{t_L} \right] (q_{j+1}^i - \sigma T^4) + \left[\frac{1}{t_L} \right] (q_{j+1}^d - \sigma T^4) + \sigma T^4 \quad (\text{AV1.4a})$$

$$q_j^i = \left[\frac{t_L^2 - r_L^2}{t_L} \right] (q_{j+1}^i - \sigma T^4) + \left[\frac{r_L}{t_L} \right] (q_{j+1}^d - \sigma T^4) + \sigma T^4 \quad (\text{AV1.4b})$$

Comparando término a término las ecuaciones (AV1.1) con las (AV1.4), se obtienen las siguientes relaciones entre las propiedades radiantes de estrato en el MME (a_L , r_L , t_L), y los parámetros del Modelo de los Dos Flujos, a y b:

$$r_L = \frac{b(E_1 - E_2)}{(a + b + \lambda_1)E_1 - (a + b + \lambda_2)E_2} \quad (\text{AV1.5})$$

$$t_L = \frac{2\lambda_1}{(a + b + \lambda_1)E_1 - (a + b + \lambda_2)E_2} \quad (\text{AV1.6})$$

con lo cual, puede obtenerse fácilmente la expresión de a_L , teniendo en cuenta (5.13c):

$$a_L = \frac{(a + \lambda_1)E_1 - (a + \lambda_2)E_2 - 2\lambda_1}{(a + b + \lambda_1)E_1 - (a + b + \lambda_2)E_2} \quad (\text{AV1.7})$$

APENDICE V.2

Evaluación de la componente radiante de la conductividad efectiva a partir del MME.

Con el fin de evaluar la componente radiante k_{rad} de la conductividad efectiva (Capítulo II, ec. 2.21c), en términos de las propiedades radiantes de las partículas (ϵ_p) y de la porosidad del medio (δ_p) sin requerir expresiones empíricas, puede recurrirse a un modelo para describir la estructura del mismo. Se utilizará el MME que permitirá relacionar los parámetros del mismo con los correspondientes a modelos seudo-continuos, desarrollándose una expresión para k_{rad} .

Es necesario considerar un subconjunto de tres estratos consecutivos, que se muestran en la figura FV2.1.

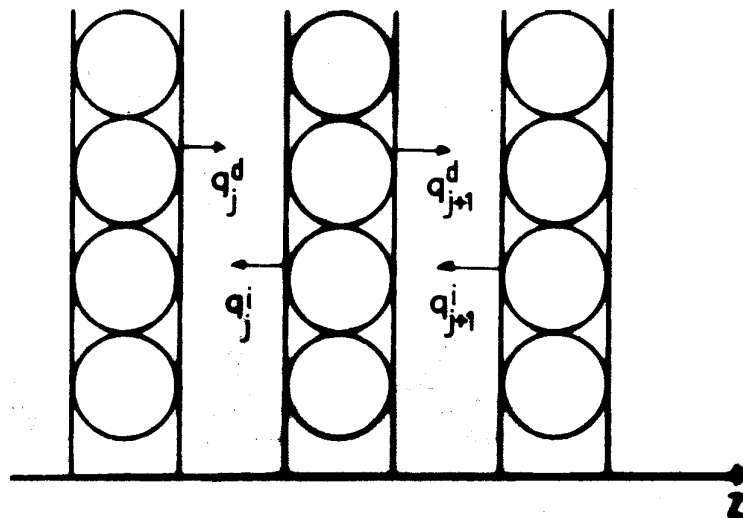


Fig. FV2.1 Estratos consecutivos considerados para hallar k_{rad} a partir del MME.

Para tiempos de contacto suficientemente largos, la velocidad de acumulación de energía en los tres estratos considerados puede suponerse despreciable con respecto a los flujos radiantes netos. En consecuencia es factible escribir, aproximadamente

$$\Delta q = q_j^d - q_j^i = \text{constante} \quad j = 1,2,3 \quad (\text{AV2.1})$$

Los balances de energía radiante, dados por las ecuaciones (3.25l) y (3.25m) permiten expresar, para el j-ésimo estrato, la relación entre los flujos que inciden sobre él y los emergentes:

$$q_j^i = t_L q_{j+1}^i + r_L q_j^d + a_L \sigma T_{p,j}^4 \quad (3.25l)$$

$$q_{j+1}^d = t_L q_j^d + r_L q_{j+1}^i + a_L \sigma T_{p,j}^4 \quad (3.25m)$$

Considerando las ecuaciones (AV2.1) para $j = 1,2,3$; y las ecuaciones (3.25l)-(3.25m) para $j = 1,2$, se obtiene un sistema lineal de siete ecuaciones algebraicas con siete parámetros a determinar: q_1^d , q_1^i , q_2^d , q_2^i , q_3^d , q_3^i , y Δq . A partir de este sistema se obtiene la siguiente expresión para Δq :

$$\Delta q = \left(\frac{a_L + 2 t_L}{a_L + 2 r_L} \right) \sigma (T_{p,1}^2 + T_{p,2}^2) (T_{p,1} + T_{p,2}) \cdot \Delta T \quad (\text{AV2.2})$$

donde $\Delta T = T_{p,1} - T_{p,2}$ puede expresarse en términos del gradiente local de temperatura para una concepción pseudo-continua del medio,

$$\Delta T = (dT/dz) \Delta \quad (\text{AV2.3})$$

Además, teniendo en cuenta que se están considerando valores altos del tiempo de contacto, la diferencia de temperatura entre los estratos 1 y 2 del conjunto analizado será lo suficientemente pequeña como para permitir evaluar los términos $(T_{p,1}^2 + T_{p,2}^2)$ y $(T_{p,1} + T_{p,2})$ suponiendo $T_{p,1} \approx T_{p,2} \approx T$, siendo T el valor local en el medio considerado como pseudo-continuo. De esta forma, puede reescribirse la expresión (AV2.2), de la siguiente forma:

$$\Delta q = k_{\text{rad}} dT/dz \quad (\text{AV2.4})$$

siendo

$$k_{\text{rad}} = 4 \sigma \chi T^3 \quad (\text{AV2.5})$$

en la cual, el coeficiente χ se expresa mediante

$$\chi = \left(\frac{a_L + 2 t_L}{a_L + 2 r_L} \right) \Delta \quad (\text{AV2.6})$$

APENDICE V.3

Evaluación de la absorptividad de un lecho semi-infinito isotérmico

a) aplicando el MME

Supóngase que la fase densa de un lecho fluidizado a una temperatura T_F lo suficientemente baja como para que las partículas de la misma no emitan energía radiante, se encuentra en contacto con la pared de una superficie sumergida, que emite un flujo radiante q_w . El lecho se considera compuesto por infinitos estratos, de acuerdo al MME.

Se define la *absorptividad total* del lecho como el porcentaje de energía absorbida por el mismo, con respecto a la emitida por la superficie. Si se considera el esquema de la fig. FV3.1, se tiene que $q_1^d = q_w$, y además, q_1^i es el flujo "reflejado" por el lecho, hacia la pared, expresable mediante

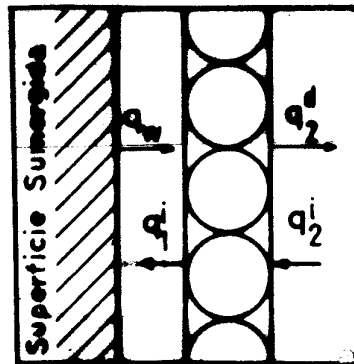


Fig. FV3.1 Esquema de estratos para evaluar a_D a partir del MME.

$$q_1^i = q_1^d (1 - a_D) \quad (\text{AV3.1})$$

Por otra parte, las relaciones entre los flujos emergentes e incidentes del primer estrato, adyacente a la pared, se escriben mediante ecuaciones dadas por las relaciones genéricas (3.25l) y (3.25m):

$$q_1^i = r_L q_1^d + t_L q_2^i \quad (\text{AV3.2a})$$

$$q_2^d = r_L q_2^i + t_L q_1^d \quad (\text{AV3.2b})$$

Adicionalmente, q_2^d y q_2^i guardan entre sí la siguiente relación, análoga a (AV3.1):

$$q_2^i = q_2^d (1 - a_D) \quad (\text{AV3.3})$$

que es válida puesto que se considera al lecho compuesto por infinitos estratos. Del sistema formado por las ecuaciones (AV3.1)-(AV3.3) es posible despejar el valor de a_D , que resulta:

$$a_D = 1 - \xi + (\xi^2 - 1)^{0.5}; \quad (\text{AV3.4a})$$

siendo

$$\xi = (1 + r_L^2 - t_L^2) / (2 r_L) \quad (\text{AV3.4b})$$

b) aplicando el modelo de Chan y Tien [140]

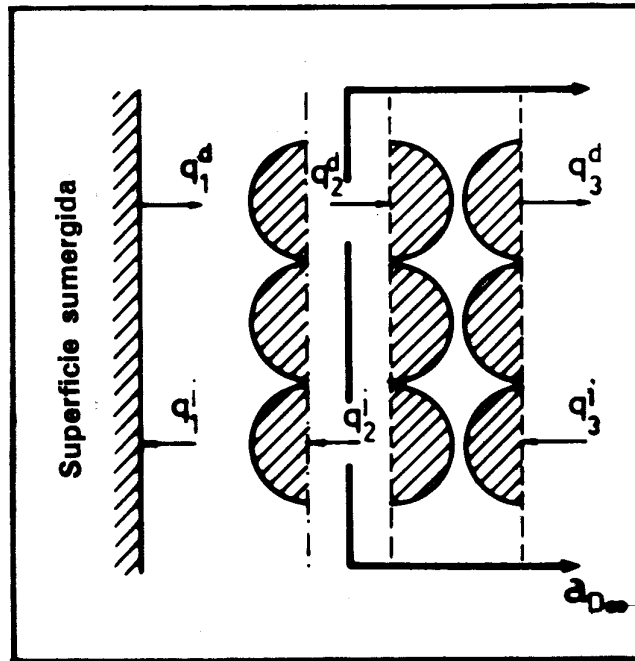


Fig. FV3.2 Esquema para evaluar a_D a partir del Modelo de Chan y Tien [140].

Consideremos el mismo sistema del inciso (a) describiéndose la fase densa de acuerdo al modelo de Chan y Tien [140], como se esquematiza en la figura FV3.2. Puede observarse que, adyacente a la pared se tendrá un estrato "límite", que consta de semi-esferas, cuyas propiedades radiantes se denotarán (r_1, t_1) , y al resto del medio, considerado semi-infinito, que estará conformado por estratos "internos", tendrá un

comportamiento radiante tal que su absorptividad, $a_{D\infty}$, puede evaluarse mediante la ec. (AV3.4a), pero calculando ξ mediante

$$\xi = (1 + r_2^2 - t_2^2) / (2 r_2) \quad (\text{AV3.4c})$$

siendo r_2 y t_2 las propiedades radiantes correspondientes a los estratos "internos" del modelo de Chan y Tien [140].

Entre los flujos q_2^d y q_2^i se puede escribir la siguiente relación, análoga a (AV3.1):

$$q_2^i = q_2^d (1 - a_{D\infty}) \quad (\text{AV3.5})$$

El balance de energía radiante para el estrato 1, se puede representar mediante las ecuaciones siguientes:

$$q_1^i = t_1 q_2^i + r_1 q_1^d \quad (\text{AV3.6a})$$

$$q_2^d = t_1 q_1^d + r_1 q_2^i \quad (\text{AV3.6b})$$

Reemplazando q_2^d a partir de (AV3.5) en (AV3.6b), se obtiene la siguiente expresión para q_2^i :

$$q_2^i = \frac{t_1}{\left[\frac{1 - r_1(1 - a_{D\infty})}{(1 - a_{D\infty})} \right]} q_1^d \quad (\text{AV3.7})$$

Finalmente, reemplazando (AV3.7) en (AV3.6a), se tiene la siguiente relación:

$$\frac{q_1^i}{q_1^d} = r_1 + \frac{t_1^2 (1 - a_{D\infty})}{1 - r_1(1 - a_{D\infty})} \quad (\text{AV3.8})$$

con lo cual, la absorptividad del lecho, de acuerdo al modelo de Chan y Tien [..], será finalmente evaluada mediante:

$$a_D = \frac{q_1^d - q_1^i}{q_1^d} = \frac{1 - 2 r_1 + a_{D\infty} (r_1 + t_1^2) - t_1^2}{1 - r_1(1 - a_{D\infty})} \quad (\text{AV3.9})$$

APENDICE V.4

Evaluación de la transmisividad global de acuerdo al MME

Se considera un sistema *finito* compuesto por N estratos en el que se pretende evaluar la fracción de energía transmitida cuando la pared emite un flujo efectivo q_1^d y el lecho no emite (fig. FV4.1). De esta forma puede definirse la transmisividad T_N del medio de N estratos en la dirección z , perpendicular a la pared, como:

$$T_N = \frac{q_N^d}{q_1^d} \quad (\text{AV4.1})$$

donde los q_1^d y q_N^d son los flujos hacia la derecha correspondientes al primero y n -ésimo estrato del conjunto.

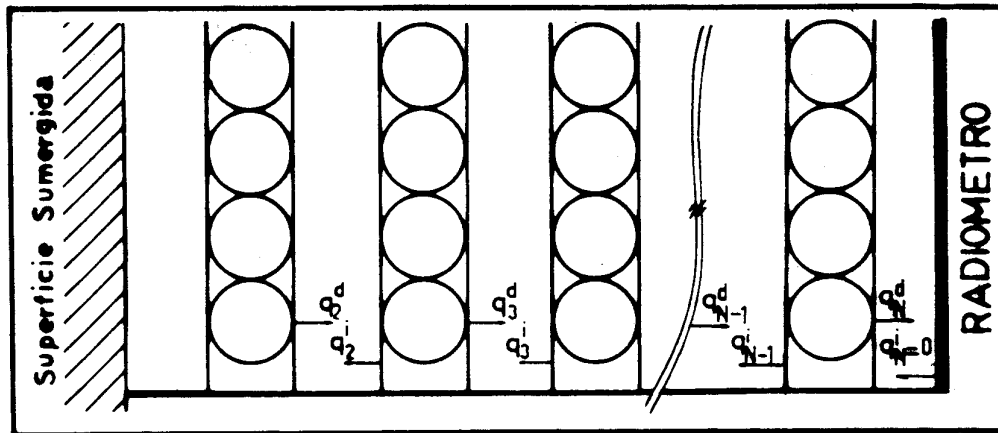


Fig. FV4.1 Esquema de estratos para evaluar T_N a partir del MME.

Se considera para el último estrato del medio que el flujo hacia la izquierda es nulo, $q_N^i = 0$. La transmisividad T_N , a partir de la definición (AV4.1) será una función de las propiedades de estrato r_L y t_L y del número de estratos que componen el medio.

Los balances de energía radiante, han sido planteados en los términos de las ecuaciones (3.25l) y (3.25m), que para condiciones de no emisión por las partículas resultan:

$$q_j^i = t_L q_{j+1}^i + r_L q_j^d \quad (\text{AV4.2a})$$

$$q_{j+1}^d = t_L q_j^d + r_L q_{j+1}^i \quad (\text{AV4.2b})$$

con las condiciones de contorno:

$$q_1^d = \text{valor conocido} \quad (\text{AV4.2c})$$

$$q_N^i = 0 \quad (\text{AV4.2d})$$

Con el fin de facilitar el seguimiento de las relaciones matemáticas que siguen se utilizará en este Apéndice la notación:

$$q_j^d \equiv q_j; \quad q_j^i \equiv Q_j$$

con lo cual, las ecuaciones (AV4.2), para $j = N$, se reescribirán de la siguiente forma:

$$Q_N = t_L Q_{N+1} + r_L q_N \quad (\text{AV4.3a})$$

$$q_{N+1} = t_L q_N + r_L Q_{N+1} \quad (\text{AV4.3b})$$

y sus condiciones de contorno,

$$q_1 = \text{valor conocido} \quad j = 1 \quad (\text{AV4.3c})$$

$$Q_N = 0 \quad j = N \quad (\text{AV4.3d})$$

conformando un sistema de dos ecuaciones a diferencias lineales homogéneas de primer orden, cuyas variables independientes son (q , Q) y la variable independiente N .

La solución se plantea mediante expresiones de la siguiente forma [146]:

$$q_N = \alpha w^N \quad (\text{AV4.4a})$$

$$Q_N = \beta w^N \quad (\text{AV4.4b})$$

donde α y β son constantes arbitrarias y w es una constante cuyo valor numérico específico debe determinarse sin recurrir a las condiciones de contorno.

Reemplazando las soluciones dadas por (AV4.4a) y (AV4.4b) en las ecuaciones (AV4.3a) y (AV4.3b), se obtiene el siguiente

sistema:

$$\alpha w^{N+1} = t_L \alpha w^N + r_L \beta w^{N+1} \quad (\text{AV4.5a})$$

$$\beta w^N = r_L \alpha w^N + t_L \beta w^{N+1} \quad (\text{AV4.5b})$$

Si se dividen las ecuaciones (AV4.5) por $(w^N \beta)$, se tiene que:

$$w \left(\frac{\alpha}{\beta} \right) = \left(\frac{\alpha}{\beta} \right) t_L + r_L w \quad (\text{AV4.6a})$$

$$1 = \left(\frac{\alpha}{\beta} \right) r_L + t_L w \quad (\text{AV4.6b})$$

a partir de la ecuación (AV4.6b) se puede expresar $\left(\frac{\alpha}{\beta} \right)$ como:

$$\left(\frac{\alpha}{\beta} \right) = \frac{1 - t_L w}{r_L} \quad (\text{AV4.7})$$

reemplazando (AV4.7) en (AV4.6a) se obtiene

$$\left[\frac{1 - t_L w}{r_L} \right] w = \left[\frac{1 - t_L w}{r_L} \right] t_L + r_L w \quad (\text{AV4.8})$$

que puede reordenarse para dar el siguiente polinomio de segundo grado en w :

$$t_L w^2 + (r_L^2 - t_L^2 - 1) w + t_L = 0 \quad (\text{AV4.9})$$

cuyas raíces w_1 y w_2 estarán dadas por

$$w_{1,2} = - \frac{(r_L^2 - t_L^2 - 1)}{2 t_L} \pm \frac{\sqrt{(r_L^2 - t_L^2 - 1)^2 - 4 t_L^2}}{2 t_L} \quad (\text{AV4.10})$$

Utilizando la expresión (AV4.7), reemplazando en ella alternativamente w_1 y w_2 se obtienen las siguientes relaciones:

$$\left(\frac{\alpha}{\beta} \right) \Big|_1 = \frac{1 - t_L w_1}{r_L} = K_1^{-1}; \quad \left(\frac{\alpha}{\beta} \right) \Big|_2 = \frac{1 - t_L w_2}{r_L} = K_2^{-1} \quad (\text{AV4.11})$$

Por el principio de superposición de soluciones, la solución general puede obtenerse como suma de las soluciones particulares. De

esta forma resulta factible escribir

$$q_N = \alpha_1 w_1^N + \alpha_2 w_2^N \quad (\text{AV4.12a})$$

$$Q_N = \alpha_1 K_1 w_1^N + \alpha_2 K_2 w_2^N \quad (\text{AV4.12b})$$

Aplicando las condiciones de contorno (AV4.3c) y (AV4.3d) al sistema de ecuaciones (AV4.12), se obtienen las siguientes relaciones:

$$q_1 = \alpha_1 + \alpha_2 \quad (\text{AV4.13a})$$

$$0 = \alpha_1 K_1 w_1^N + \alpha_2 K_2 w_2^N \quad (\text{AV4.13b})$$

Las ecuaciones (AV4.13) permiten obtener las siguientes expresiones para α_1 y α_2 :

$$\alpha_1 = \left[1 + \frac{K_1 w_1^N}{[K_2 w_2^N - K_1 w_1^N]} \right] q_1 \quad (\text{AV4.14a})$$

$$\alpha_2 = \left[\frac{K_1 w_1^N}{[K_1 w_1^N - K_2 w_2^N]} \right] q_1 \quad (\text{AV4.14b})$$

Reemplazando α_1 y α_2 de las ecuaciones (AV4.14) en la ecuación (AV4.12a) se obtiene una expresión para q_N , que reemplazada en (AV4.1) permite obtener, finalmente, la siguiente ecuación para el cálculo de la transmisividad global, T_N :

$$T_N = \mathcal{A} w_1^N + \mathcal{B} w_2^N \quad (\text{AV4.15})$$

siendo N el número de estratos y T_N la transmisividad correspondiente a una profundidad $z_N = d_p + (N - 1) \Delta$. Los coeficientes \mathcal{A} y \mathcal{B} , se evalúan mediante:

$$\mathcal{A} = 1 + K_1 w_1^N / [K_2 w_2^N - K_1 w_1^N]; \quad \mathcal{B} = -K_1 w_1^N / [K_2 w_2^N - K_1 w_1^N] \quad (\text{AV4.16})$$

CAPITULO VI

SOLUCION APROXIMADA DEL MODELO DE MULTIPLES ESTRATOS Y COMPARACION CON UN MODELO SEUDO-CONTINUO

6.1. Introducción

PARTE I

Solución aproximada del MME

- 6.2. Planteo de una resolución aproximada de las ecuaciones del MME
 - 6.2.1. Descripción de la aproximación
 - 6.2.2. Aplicación de la Transformada de Laplace
 - 6.2.3. Consideraciones para el uso de la solución aproximada

PARTE II

Comparación de la aproximación con la solución numérica del MME.

Comparación del MME con un modelo pseudo-continuo

- 6.3. Descripción del alcance del análisis a realizar
- 6.4. Aplicación de la aproximación del MME a las condiciones descritas en la sección 6.3.
- 6.5. Análisis de la aproximación con relación a la resolución numérica de las ecuaciones del MME
- 6.6. Características y formulación del modelo pseudo-continuo a utilizar (MSC)
- 6.7. Comportamiento de MME y MSC para valores extremos del tiempo de contacto
- 6.8. Resultados obtenidos en la comparación entre MME y MSC
- 6.9. Conclusiones

Apéndice VI.1

Determinación de los coeficientes de ajuste de la solución aproximada del MME.

CAPITULO VI

SOLUCION APROXIMADA DEL MODELO DE MULTIPLES ESTRATOS Y COMPARACION CON UN MODELO SEUDO-CONTINUO

6.1. Introducción

El modelo de múltiples estratos (MME), como se ha formulado en el Capítulo III, requiere la resolución numérica de las ecuaciones de balance de energía para permitir cuantificar la velocidad de transferencia de calor.

En este capítulo, sección 6.2, se propone una solución aproximada, desarrollada en el campo transformado de Laplace, que se basa en una simplificación para la estructura del seno de la fase densa. Esta modificación reduce sensiblemente la complejidad que implica la resolución del sistema original.

En las secciones 6.3 y 6.4, la aproximación mencionada se utiliza para el caso en que se presenten los mecanismos de conducción en el sólido y radiación acoplados, no teniéndose en cuenta la componente del gas h_g del coeficiente de transferencia de calor.

El desarrollo realizado en el punto 6.5 permite apreciar la respuesta de la aproximación desarrollada para predecir velocidades de transferencia de calor, con relación a la solución numérica de las ecuaciones del MME.

En el punto 6.6 se presentan las ecuaciones de un modelo pseudo-continuo con propiedades uniformes, que puede considerarse representativo de formulaciones frecuentemente halladas en la bibliografía.

En las secciones 6.7 y 6.8 se realiza la comparación de los resultados obtenidos al predecir el coeficiente h_D y la componente radiante $h_{rad,D}$ a partir del MME y del MSC. Se discute el efecto de la temperatura T_F y tamaño de partícula sobre las diferencias resultantes.

Finalmente, en la sección 6.9, se vuelcan las conclusiones correspondientes.

PARTE I

Solución aproximada del MME

6.2. Planteo de una resolución aproximada de las ecuaciones del MME

6.2.1. Descripción de la aproximación

La aproximación que se desarrollará en este capítulo intenta proporcionar una vía alternativa para evitar la solución numérica de las ecuaciones diferenciales del MME planteadas en el Capítulo III. A tal fin se adoptará una simplificación en la representación de la estructura de la fase densa que permitirá reformular las ecuaciones de balance de energía en forma adecuada para facilitar su resolución.

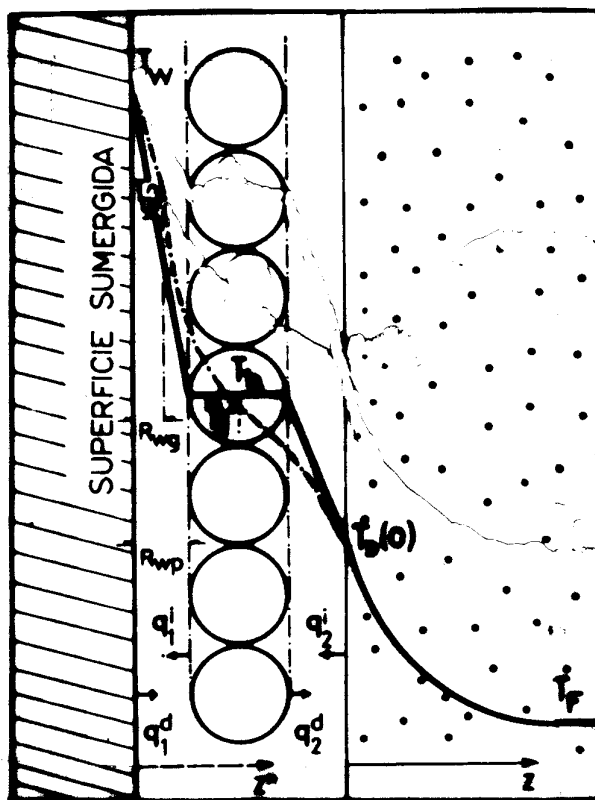


Fig. 6.1 Representación de la fase densa de acuerdo a las consideraciones utilizadas para la resolución aproximada del MME.

Se ha resaltado la importancia que reviste el primer estrato adyacente a la pared de la superficie de intercambio en relación a la transferencia de calor. Consecuentemente, este estrato se mantendrá como tal en la descripción de la fase densa, mientras que el resto de los estratos se reemplazará por un medio pseudo-continuo (fig. 6.1). La coordenada perpendicular a la pared de la superficie de intercambio se designará con "z" (tal como en el Cap. III), pero su origen se ubicará sobre el plano que marca el inicio del medio pseudo-continuo. Desde la pared de la superficie hasta dicho plano, la coordenada perpendicular se designará con z^* .

De acuerdo a la descripción precedente, se plantean los balances de energía para el sólido del estrato adyacente a la pared, para el gas intersticial en la primera sección limitada por $z^* = 0$ y $z^* = \Delta$, y para el medio pseudo-continuo ($z \geq 0$). Las ecuaciones se desarrollan a continuación.

■ Balance de energía para el estrato adyacente a la pared

Tal como se planteó en el Capítulo III el balance de energía para el primer estrato, ec. (3.25), puede expresarse para el caso del estrato adyacente a la pared representado en la figura 6.1:

$$C_{ps} N_p V_p c_3 \frac{\partial T_1}{\partial t} = h_{wp} (T_w - T_1) + h_L (T_{D0} - T_1) + H_{pg} (\bar{T}_g - T_1) + \Delta q_2 - \Delta q_1 \quad (6.1)$$

donde $\Delta q_1 = q_{rad,D}$ es el flujo radiante neto sobre la pared en contacto con la fase densa, (fig. 6.1), que a su vez se expresa, a partir de los flujos radiantes efectivos q_1^d y q_1^i como:

$$\Delta q_1 = q_1^i - q_1^d,$$

y análogamente, el flujo neto a nivel del plano ubicado en $z = 0$, estará dado por $\Delta q_2 = q_2^i - q_2^d$. Para simplificar la notación, la temperatura del estrato adyacente a la pared $T_{p,1}$ se representa como T_1 , y la temperatura en $z = 0$ para el medio pseudo-continuo $T_D(0)$ se denota como T_{D0} . En la expresión (6.1) $H_{pg} = N_p S_p h_{pg}$. De manera análoga a lo realizado con c_1 y c_2 en el Capítulo IV, se utilizarán coeficientes para ajustar el comportamiento de la solución aproximada. En este punto de la formulación, el coeficientes de ajuste, c_3 es igual a uno.

- Balance de energía para el gas intersticial correspondiente a la sección entre $z^* = 0$ y $z^* = \Delta$.

Este balance es análogo al formulado para la primera sección del MME, ec. (3.25d) del Capítulo III:

$$C_{pg} \left(\delta_D c_4 \frac{\partial T_g}{\partial t} + U_D c_5 \frac{\partial T_g}{\partial x} \right) = k_{eg} \frac{\partial^2 T_g}{\partial z^{*2}} + \frac{H_{pg}}{\Delta} (T_1 - T_g) \quad 0 \leq z^* \leq \Delta \quad (6.2)$$

Los coeficientes c_4 y c_5 son, hasta aquí, iguales a la unidad.

- Balance de energía en el medio pseudo-continuo ($z \geq 0$)

$$\left(C_{pD} c_6 \frac{\partial T_D}{\partial t} + C_{pg} U_D c_7 \frac{\partial T_D}{\partial x} \right) = k_e \frac{\partial^2 T_D}{\partial z^2} \quad 0 < z < \infty \quad (6.3)$$

Análogamente a c_3 , c_4 y c_5 , los coeficientes c_6 y c_7 , en este punto del desarrollo son iguales a uno. La conductividad efectiva de la zona pseudo-continua, k_e , se evalúa mediante la expresión (2.21c)

$$k_e = k_e^\circ + k_{eg,conv} + k_{rad}, \quad (2.21c)$$

y la capacidad calorífica C_{pD} , mediante la ecuación (3.6):

$$C_{pD} = C_{ps} (1 - \delta_D) + C_{pg} \delta_D \quad (3.6)$$

- Balance de energía radiante en el estrato adyacente a la pared

Este balance se formula de acuerdo a las ecuaciones (3.25l) y (3.25m) del Capítulo III, considerando $j = 1$:

$$q_1^i = t_L q_2^i + r_L q_1^d + a_L \sigma T_1^4 \quad (6.4)$$

$$q_2^d = t_L q_1^d + r_L q_2^i + a_L \sigma T_1^4 \quad (6.5)$$

■ Condición inicial y condiciones de contorno

- Condición inicial

La condición inicial correspondiente a las ecuaciones anteriores puede escribirse:

$$t = 0 \quad T_D = T_1 = T_g = T_F \quad (6.6a)$$

- Condición de contorno en $x = 0$

$$x = 0 \quad T_D = T_g = T_F \quad (6.6b)$$

- Condición de contorno para el gas en $z^* = 0$

$$k_{eg} \frac{\partial T_g}{\partial z^*} \Big|_{z^*=0} = h_{wg} (T_{g0} - T_w) \quad (6.6c)$$

siendo $T_{g0} = T_g(0)$.

- Condición de continuidad entre la primera sección del gas y el medio pseudo-continuo

Considerando continuidad de la temperatura del gas de la primera sección y el medio pseudo-continuo se tendrá:

$$T_g(\Delta) = T_{D0} \quad (6.6d)$$

La condición de continuidad del flujo de calor entre el medio pseudo-continuo y el primer estrato / primera sección se expresa:

$$k_e \frac{\partial T_D}{\partial z} \Big|_{z=0} = h_L (T_{D0} - T_1) + k_{eg} \frac{\partial T_g}{\partial z^*} \Big|_{z^*=\Delta} + \Delta q_2 \quad (6.6e)$$

- Condiciones de contorno para el transporte de energía radiante

- Sobre la pared de la superficie sumergida, $z^* = 0$

$$q_1^d = (1 - \epsilon_w) q_1^i + \epsilon_w \sigma T_w^4 \quad (6.6f)$$

- En el plano determinado por $z = 0$

$$q_2^i = (1 - \epsilon_D) q_2^d + \epsilon_D \sigma T_{D0}^4 \quad (6.6g)$$

en la cual el término $(\epsilon_D \sigma T_{D0}^4)$ representa la emisión inherente de la zona pseudo-continua y su inclusión en la condición (6.6g) se discutirá en la sección (6.6).

A partir del sistema de ecuaciones formado por (6.4)-(6.5)-(6.6f)-(6.6g) se pueden expresar las magnitudes Δq_1 y Δq_2 , resultando las siguientes expresiones:

$$\Delta q_1 = \frac{\sigma}{D} \left[t_L (T_{D0}^4 - T_1^4) + [(1 - r_L) + \varphi Y] (T_1^4 - T_w^4) \right] \quad (6.7a)$$

$$\Delta q_2 = \frac{\sigma}{D} \left[t_L (T_1^4 - T_w^4) + [(1 - r_L) + \varphi W] (T_{D0}^4 - T_1^4) \right] \quad (6.7b)$$

Los coeficientes D , φ , Y , y W incluidos en las ecuaciones (6.7) se definen en la Tabla 6.1.

Para resolver aproximadamente el conjunto de ecuaciones planteado se evalúa la conductividad efectiva de la región pseudo-continua, k_e , la conductividad efectiva del gas, k_{eg} , y los coeficientes de transferencia h_{wp} , h_{wg} , h_{pg} y h_L a temperaturas predeterminadas convenientemente. Los valores más apropiados de las temperaturas a utilizar son los promedios entre las dos temperaturas señaladas, para cada coeficiente, en el cuadro siguiente:

Coeficiente	Temperaturas
h_{wp}	T_w ; T_1
h_{wg}	T_w ; T_{g0}
h_{pg}	T_1 ; $(T_{g0} + T_{D0})/2$
h_L	T_1 ; T_{D0}
k_e	T_{D0} ; T_F
k_{eg}	T_{g0} ; T_{D0}

Esta evaluación puede hacerse como parte del proceso iterativo que se describirá posteriormente. En muchos casos será suficiente

sustituir todas las temperaturas del cuadro, excepto T_w , por T_F .

Tal como se utilizó en el Capítulo IV para evaluar la componente del gas $h_{g,D}$, la solución aproximada de este sistema se basa en la utilización de la transformada de Laplace de acuerdo a la formulación de Bromwich Jeffreys en las variables temporal y espacial (x) (ecuación 4.7). Para una función que depende de x y de t , su transformada $\mathcal{L}(v(x,t))$ se expresa como:

$$\mathcal{L}(v(x,t)) = \tilde{v} = p_t p_x \int_0^{\infty} \exp(-t p_t) \left[\int_0^{\infty} \exp(-x p_x) v(x,t) dx \right] dt$$

siendo \tilde{v} el valor correspondiente a $v(x,t)$ en el campo transformado y p_t y p_x los operadores de Laplace en t y x , respectivamente.

Adicionalmente, se consideran las siguientes aproximaciones:

$$\mathcal{L}(T_1^4) \approx [\mathcal{L}(T_1)]^4 = \tilde{T}_1^4 \quad (6.8a)$$

$$\mathcal{L}(T_{D0}^4) \approx [\mathcal{L}(T_{D0})]^4 = \tilde{T}_{D0}^4 \quad (6.8b)$$

donde \tilde{T}_1 y \tilde{T}_{D0} son los valores en el campo transformado de T_1 y T_{D0} .

6.2.2. Aplicación de la Transformada de Laplace.

A partir de este punto se aplica la transformada de Laplace a las ecuaciones de balance correspondientes al estrato, primera sección de gas y medio pseudo-continuo y a sus condiciones de contorno, teniendo en cuenta que se adoptará la notación ΔT_i para representar la diferencia de temperatura dada por

$$\Delta T_i = T_i - T_F \quad (6.8c)$$

siendo " T_i " cada una de las temperaturas involucradas en las ecuaciones correspondientes, T_D , T_1 y T_g . En todos los casos, se omitirá el símbolo " \sim " sobre las magnitudes transformadas, con el fin de simplificar la escritura de las expresiones.

Luego de aplicar la Transformada de Laplace, y una vez resueltas las ecuaciones diferenciales (en z^* y z) resultantes de realizar la transformación de las ecuaciones (6.2) y (6.3), la solución aproximada se obtiene (análogamente al procedimiento seguido en el Capítulo IV) sin antitransformar. Se evalúan los operadores p_t y p_x en $1/t_c$ y $1/L$, respectivamente, y se ajustan los coeficientes c_i ($i = 3,7$) según la metodología descrita en el Apéndice VI.1.

Se explicitan a continuación las etapas más representativas de este procedimiento.

■ Balance de energía para el estrato adyacente a la pared

Luego de transformar:

$$c_3 \Delta T_1 = h_{wp} (\Delta T_w - \Delta T_1) + h_L (\Delta T_{D0} - \Delta T_1) + H_{pg} (\Delta \bar{T}_g - \Delta T_1) + \Delta q_2 - \Delta q_1 \quad (6.9a)$$

donde c_3 es un coeficiente que incluye a c_3 , definido en la Tabla 6.1, ec. (T6.1-b).

■ Balance de energía en el medio pseudo-continuo ($z \geq 0$)

$$c_D \Delta T_D = k_e \frac{d^2 \Delta T_D}{dz^2} \quad (6.9b)$$

en la cual el coeficiente c_D se define mediante la ecuación (T6.1-d) de la Tabla 6.1. La solución de (6.9b) es:

$$\Delta T_D = \Delta T_{D0} \exp(-z/\alpha)$$

siendo $\alpha = \sqrt{k_e/c_D}$.

■ Condición de contorno para el flujo en $z = 0$

$$-K_D \Delta T_{D0} = h_L (\Delta T_{D0} - \Delta T_1) + k_{eg} \left. \frac{d\Delta T}{dz^*} \right|_{z^*=\Delta} + \Delta q_2 \quad (6.9c)$$

- Balance de energía para el gas intersticial correspondiente a la sección entre $z^* = 0$ y $z^* = \Delta$.

$$c_g \Delta T_g = k_{eg} \frac{d^2 \Delta T_g}{dz^{*2}} + \frac{H_{pg}}{\Delta} (\Delta T_1 - \Delta T_g) \quad 0 \leq z^* \leq \Delta \quad (6.9d)$$

- Condición de contorno para el flujo en el gas en $z^* = 0$

$$k_{eg} \left. \frac{d\Delta T_g}{dz^*} \right|_{z^*=0} = h_{wg} (\Delta T_{g0} - \Delta T_w) \quad (6.9e)$$

En la ecuación (6.9d), c_g es un coeficiente definido en la Tabla 6.1, ec. (T6.1-c). La solución de la ecuación (6.9d) permite expresar ΔT_g de la siguiente forma:

$$\Delta T_g = \frac{G}{(1+G)} \Delta T_1 + A \exp(z^* r) + B \exp(-z^* r) \quad (6.10)$$

siendo $r = \left[\frac{1+G}{k_{eg} c_g} \right]^{0.5}$ y G un coeficiente definido en la Tabla 6.1, ec. (T6.1-g). El primer sumando de la ec. (6.10) es una solución particular de la ec. (6.9d), mientras que los términos restantes corresponden a la solución general de la ecuación homogénea.

Los valores de las constantes A y B de la ecuación (6.10) pueden expresarse en función de $\Delta T_g(\Delta) = \Delta T_{D0}$ y $\Delta T_g(0) = \Delta T_{g0}$, resultando:

$$A = \Delta T_{g0} - B - \Delta T_1 \frac{G}{(1+G)} \quad (6.11)$$

$$B = \frac{1}{\left(e^{-r\Delta} - e^{r\Delta} \right)} \left[\Delta T_{D0} - \Delta T_1 \frac{G}{1+G} \left[1 - e^{r\Delta} \right] + \Delta T_{g0} e^{r\Delta} \right] \quad (6.12)$$

Las magnitudes que interesa evaluar a partir de (6.10) para su uso en las condiciones de contorno (6.9c), (6.9e), y en la ecuación de balance del primer estrato (6.9a), son:

$$\left. \frac{d\Delta T_g}{dz^*} \right|_{z^*=0} ; \quad \left. \frac{d\Delta T_g}{dz^*} \right|_{z^*=\Delta} ; \quad \bar{\Delta T}_g$$

A partir de la ec. (6.10) se obtiene:

$$\left. \frac{d\Delta T_g}{dz^*} \right|_{z^*=0} = r (A - B) \quad (6.13a)$$

$$\left. \frac{d\Delta T_g}{dz^*} \right|_{z^*=\Delta} = r (A e^{r\Delta} - B e^{-r\Delta}) \quad (6.13b)$$

$$\bar{\Delta T}_g = \frac{1}{\Delta} \int_0^{\Delta} \Delta T_g dz^* = \frac{G}{1+G} \Delta T_1 + \frac{A}{r\Delta} [e^{r\Delta} - 1] - \frac{B}{r\Delta} [e^{-r\Delta} - 1] \quad (6.13c)$$

Utilizando las ecuaciones (6.11) y (6.12) para A y B, resulta:

$$\left. \frac{d\Delta T_g}{dz^*} \right|_{z^*=0} = r \left[CT \left(\frac{G}{1+G} \Delta T_1 - \Delta T_{g0} \right) + CS \left(\Delta T_{D0} - \frac{G}{1+G} \Delta T_1 \right) \right] \quad (6.14a)$$

$$\left. \frac{d\Delta T_g}{dz^*} \right|_{z^*=\Delta} = \frac{\beta_g}{\Delta} \left[CT \left(\Delta T_{D0} - \frac{G}{1+G} \Delta T_1 \right) + CS \left(\frac{G}{1+G} \Delta T_1 - \Delta T_{g0} \right) \right] \quad (6.14b)$$

$$\bar{\Delta T}_g = \frac{G}{1+G} \Delta T_1 + \left(\Delta T_{D0} + \Delta T_{g0} - \frac{2G}{1+G} \Delta T_1 \right) \frac{CT - CS}{\beta_g} \quad (6.14c)$$

donde $\beta_g = r\Delta$, y los coeficientes CS y CT están definidos en la Tabla 6, ecs. (T6.1-i) y (T6.1-j).

Finalmente, utilizando las expresiones (6.14) se reexpresan la ecuación de balance para el sólido del estrato adyacente a la pared, ec. (6.9a), la condición de contorno del medio pseudo-continuo ($z = 0$), ec. (6.9c) y la condición de contorno para el gas en $z^* = 0$, ec. (6.9e),

conduciendo al siguiente sistema:

Balance en el primer estrato

$$\begin{aligned}
 c_3 \Delta T_1 &= h_{wp} (\Delta T_w - \Delta T_1) + h_L (\Delta T_{D0} - \Delta T_1) + \\
 &+ \frac{H_{pg}}{1+G} \left[-\Delta T_1 + \left(\frac{1+G}{\beta_g} (\Delta T_{D0} + \Delta T_{g0}) - \frac{2G}{\beta_g} \Delta T_1 \right) (CT - CS) \right] + \\
 &+ \Delta q_2 - \Delta q_1
 \end{aligned} \tag{6.15a}$$

Condición de contorno en $z^ = 0$:*

$$\begin{aligned}
 k_{eg} \frac{\beta_g}{\Delta} \left[CT \left(\frac{G}{1+G} \Delta T_1 - \Delta T_{g0} \right) + CS \left(\Delta T_{D0} - \frac{G}{1+G} \Delta T_1 \right) \right] &= \\
 &= h_{wg} (\Delta T_{g0} - \Delta T_w)
 \end{aligned} \tag{6.15b}$$

Condición de contorno en $z = 0$:

$$\begin{aligned}
 -K_D \Delta T_{D0} &= h_L (\Delta T_{D0} - \Delta T_1) + k_{eg} \frac{\beta_g}{\Delta} \left[CT \left(\Delta T_{D0} - \frac{G}{1+G} \Delta T_1 \right) + \right. \\
 &\left. + CS \left(\frac{G}{1+G} \Delta T_1 - \Delta T_{g0} \right) \right] + \Delta q_2
 \end{aligned} \tag{6.15c}$$

El sistema anterior consiste en tres ecuaciones con tres incógnitas: ΔT_1 , ΔT_{D0} y ΔT_{g0} , y debe tenerse en cuenta la existencia de los valores T_1^4 y T_{D0}^4 incluidos en Δq_1 y Δq_2 (expresiones 6.7a-6.7b), siendo:

$$T_1^4 = (\Delta T_1 + T_F)^4 ; \quad T_{D0}^4 = (\Delta T_{D0} + T_F)^4 \tag{6.15d}$$

El sistema de ecuaciones a resolver puede escribirse en forma matricial agrupando todos los términos lineales en ΔT_1 , ΔT_{D0} y ΔT_{g0} :

$$\mathbf{A} \begin{pmatrix} \Delta T_1 \\ \Delta T_{D0} \\ \Delta T_{g0} \end{pmatrix} = \underline{\mathbf{m}} \tag{6.16}$$

siendo \mathbf{A} la matriz de coeficientes, que resulta simétrica, y \underline{m} el vector de términos independientes (que incluye los valores no lineales de T_1 y T_{D0}). Las componentes de la matriz \mathbf{A} (a_{ij}) y del vector \underline{m} (m_j) se definen en la Tabla 6.2. Los valores numéricos de los coeficientes c_i ($i = 3, 7$) para su utilización en (6.16) se obtienen, como se ha mencionado, en los desarrollos incluidos en el Apéndice VI.1 y se incluyen en la Tabla 6.1.

Una vez determinadas las incógnitas del sistema definido por (6.16), pueden evaluarse tanto el coeficiente h_D como sus diferentes componentes de acuerdo a las siguientes expresiones:

$$h_D = h_{wp} \left[\frac{\Delta T_1}{T_F - T_w} + 1 \right] + h_{wg} \left[\frac{\Delta T_{g0}}{T_F - T_w} + 1 \right] + \frac{\Delta q_1}{T_F - T_w} \quad (6.17a)$$

$$h_{p,D} = h_{wp} \left[\frac{\Delta T_1}{T_F - T_w} + 1 \right] \quad (6.17b)$$

$$h_{g,D} = h_{wg} \left[\frac{\Delta T_{g0}}{T_F - T_w} + 1 \right] \quad (6.17c)$$

$$h_{rad,D} = \frac{\Delta q_1}{(T_F - T_w)} \quad (6.17d)$$

donde ΔT_1 está definido por la expresión (6.8c).

El sistema (6.16) debe utilizarse conjuntamente con las correlaciones para k_{eg} , h_{pg} y h_{wg} que se dan en el Capítulo IV y las expresiones para a_L , r_L y t_L desarrolladas en el Capítulo V. En cuanto a los valores de n_p y Δ , éstos se evalúan a partir de las ecuaciones correspondientes a la Configuración espacial A (arreglo rombohédrico), Tabla 5.1, del Capítulo V. Para los parámetros fluidodinámicos t_c y f_B pueden utilizarse las correlaciones de Bock [24] (Tabla 6.4).

$$H_{pg} = N_p S_p h_{pg} \quad (T6.1-a)$$

$$C_3 = (C_{ps} N_p V_p / t_c) c_3 \quad (T6.1-b)$$

$$C_g = C_{pg} (c_4 \delta_D / t_c + c_5 U_D / L) \quad (T6.1-c)$$

$$C_D = c_6 C_{pD} / t_c + c_7 C_{pg} U_D / L \quad (T6.1-d)$$

$$K_g = (C_g k_{eg})^{0.5} \quad (T6.1-e)$$

$$K_D = (C_D k_e)^{0.5} \quad (T6.1-f)$$

$$G = H_{pg} / (\Delta C_g) \quad (T6.1-g)$$

$$\beta_g = \frac{H_{pg} (1 + G)^{0.5}}{G K_g} \quad (T6.1-h)$$

$$CT = \text{cotgh}(\beta_g) \quad (T6.1-i)$$

$$CS = \text{cosech}(\beta_g) \quad (T6.1-j)$$

$$D = \left[1 + W \varphi \Upsilon + (1 - r_L) (W + \Upsilon) \right] \quad (T6.1-k)$$

$$\varphi = a_L (a_L + 2 t_L) \quad (T6.1-l)$$

$$W = (1 - \varepsilon_w) / \varepsilon_w \quad (T6.1-m)$$

$$\Upsilon = (1 - \varepsilon_D) / \varepsilon_D \quad (T6.1-n)$$

Coeficientes de ajuste:

$$c_3 = 2 ; \quad c_4 = c_5 = c_6 = c_7 = 4/\pi$$

Tabla 6.1 Definición de coeficientes utilizados en la derivación de la solución aproximada del MME.

$$a_{11} = c_3 + h_{wp} + h_L + \frac{H_{pg}}{1+G} \left(1 + \frac{2G}{\beta_g} (CT - CS) \right)$$

$$a_{12} = a_{21} = - \left(h_L + \frac{H_{pg}}{\beta_g} (CT - CS) \right)$$

$$a_{13} = a_{31} = - \left(\frac{H_{pg}}{\beta_g} (CT - CS) \right)$$

$$a_{22} = h_L + K_D + K_g (1+G)^{0.5} CT$$

$$a_{23} = a_{32} = - \left(K_g (1+G)^{0.5} CS \right)$$

$$a_{33} = h_{wg} + K_g (1+G)^{0.5} CT$$

$$m_1 = h_{wp} \Delta T_w + \frac{\sigma}{D} \left[(a_L + \varphi Y) T_w^4 + (a_L + \varphi W) T_{D0}^4 - [2 a_L + \varphi (Y + W)] T_1^4 \right]$$

$$m_2 = \frac{\sigma}{D} \left[t_L T_w^4 + (a_L + \varphi W) T_1^4 - (1 - r_L + \varphi W) T_{D0}^4 \right]$$

$$m_3 = h_{wg} \Delta T_w$$

Tabla 6.2 Componentes de la matriz \underline{A} y del vector \underline{m} correspondientes al sistema definido por (6.16)

6.2.3. Consideraciones para el uso de la solución aproximada (sistema 6.16)

La utilización del sistema (6.16) si bien no requiere la resolución numérica del conjunto de ecuaciones diferenciales original, implica resolver el conjunto de ecuaciones algebraicas resultante, que puede realizarse convenientemente evaluando los términos no lineales por sustituciones sucesivas.

El uso del esquema (6.16) será necesario para

situaciones en las que las tres componentes de h_D puedan tener significación y simultáneamente no pueda suponerse isothermicidad (a T_p) de las partículas. Por ejemplo, se ha descrito en el Capítulo III, sección 3.1, que una situación característica que conduce a ese estado se tiene cuando se fluidizan partículas de tamaño intermedio ($d_p \approx 0.5-1$ mm) a presiones y temperaturas elevadas. En otros casos, tal como el que se tiene para partículas grandes el esquema puede simplificarse. En estas condiciones se tiene la situación del análisis llevado a cabo en el Capítulo IV. Asimismo, en la situación en que pueda despreciarse la contribución del gas y resulte sólo apreciable el aporte del sólido y la radiación (partículas de tamaño pequeño o intermedio y altas temperaturas) se puede lograr una simplificación mayor, como se analiza en la sección siguiente.

PARTE II

Comparación de la aproximación con la solución numérica del MME

Comparación del comportamiento del MME con un modelo pseudo-continuo

6.3. Descripción del alcance del análisis a realizar

En esta segunda parte se analizará cuantitativamente el comportamiento de la aproximación desarrollada en 6.2. frente al MME, y, posteriormente se estudiará comparativamente este último en relación a un modelo pseudo-continuo. En cada caso, se resolverán las ecuaciones del MME (Capítulo III) en forma numérica, según se describirá luego.

La comparación de la aproximación con el MME permitirá convalidar la capacidad de ésta para reproducir los resultados del MME. Habiéndose analizado la evaluación aproximada de $h_{g,D}$ en el Capítulo IV, se centrará la atención aquí en la situación en que la radiación se encuentra acoplada con la conducción en el sólido, ignorándose la contribución del gas.

En segundo lugar, se realizará un análisis comparativo del comportamiento del MME con un modelo del tipo pseudo-continuo (SC_1 en el Cuadro I de la sección 3.2.2, Capítulo III) de mayor difusión en la bibliografía (el modelo pseudo-continuo a utilizar se identificará como MSC), comparando la capacidad de los modelos para predecir la velocidad de transferencia de calor en la fase densa en función de la temperatura del lecho y del diámetro de partícula.

Se trabajará sobre un rango de tamaño de partículas comprendido en $0.5 \leq d_p \leq 1.5$ mm, y temperaturas del lecho, T_F , en el intervalo $500 \leq T_F \leq 1500$ K.

En las ecuaciones de balance de energía para los modelos analizados no se tendrá en cuenta la contribución del gas a la transferencia de calor. En ambos modelos, la consideración del gas implica su descripción como fase continua y, por lo tanto, la misma no introduce elementos disímiles. Adicionalmente, los mecanismos que dan origen a la componente $h_{g,D}$ del coeficiente h_D poseen poca relevancia en condiciones de alta temperatura y tamaño de partículas no demasiado grande, tal como se describió en el Capítulo II [25, 42, 155]. Esto es, fundamentalmente, una consecuencia de los bajos valores de U_D (debido a la sensible disminución de la densidad ρ_g al aumentar la temperatura) que conducen a valores despreciables del coeficiente h_{wg} . Por

lo tanto, al no intercambiar calor, prácticamente, con la superficie sumergida, su temperatura no será esencialmente distinta de la de las partículas. Tampoco se tendrá en cuenta la contribución de las burbujas, dado que se realizará la comparación de velocidades de transferencia de calor predichas por modelos para la fase densa.

Como se ha discutido en el Capítulo III, sección 3.2.2, los modelos pseudo-continuos han sido muy utilizados y pueden ser identificados como modelo mecanístico estándar. En su formulación básica, las propiedades térmicas del medio (capacidad calorífica media y conductividad térmica efectiva) se consideran uniformes (como por ejemplo en el trabajo de Mickley y Fairbanks [18]). Esta suposición se encuentra en una gran cantidad de trabajos reportados en la bibliografía y, consecuentemente, se mantendrá en la formulación del MSC que se desarrollará en este capítulo.

Debe recordarse que, tal como se ha enfatizado en el Capítulo III, el rol de la zona adyacente a la pared en la transferencia de calor es fundamental. Desde este punto de vista, ambos modelos consideran la resistencia de contacto R_{wp} (en ambos casos cuantificada por h_{wp}), aunque luego representan la zona adyacente con conductividades térmicas muy distintas, constituyendo ésta una de las diferencias más críticas entre el MSC y el MME (Cap. III, *Características de los modelos SC y D*).

Siendo la conductividad térmica efectiva de la fase densa sustancialmente menor que la correspondiente al sólido, el MSC arrojará valores mayores de la velocidad de cambio de la temperatura en la zona cercana a la pared, y, consecuentemente, menores velocidades de transferencia de calor.

Debido a que para los valores usuales de tiempos de contacto el espesor de penetración térmica alcanza bajos valores (en términos de d_p), podría esperarse que el MLM condujera a resultados más cercanos a la realidad que el MSC. A estos valores de tiempos de contacto (menores que 1 s) varios autores han cuestionado el uso de un MSC [34].

Para espesores de penetración térmica mayores que 7 -8 veces el diámetro de partícula (correspondiente a inusualmente altos valores de t_c o muy pequeños diámetros de partícula), el uso de un modelo tal como el MSC puede ser adecuado [66]. En estas condiciones, los perfiles suaves de temperatura resultantes pueden ser correctamente interpretados por la formulación del MSC, debido a que se incrementa la importancia de la transferencia de calor en el seno de la fase densa.

6.4. Aplicación de la aproximación del MME a las condiciones descriptas en la sección 6.3.

Al no considerar la contribución del gas se puede simplificar la formulación de la aproximación desarrollada en la sección 6.2. A tal efecto, se debe:

- ignorar la ecuación (6.15b),
- ignorar en las ecuaciones (6.15a) y (6.15c) todos los términos que contienen k_{eg} y H_{pg} ,
- evaluar k_e a la temperatura promedio del lecho T_F , e ignorar el aporte convectivo del gas:

$$k_e = k_{ep}(T_F) + 4 \frac{a_L + 2 t_L}{a_L + 2 r_L} \Delta \sigma T_F^3 \quad (6.18)$$

Resulta así un sistema de dos ecuaciones con dos incógnitas (T_1 y T_{D0}), cuya forma es la siguiente:

$$c_3 \Delta T_1 = h_{wp} (\Delta T_w - \Delta T_1) + h_L (\Delta T_{D0} - \Delta T_1) + \Delta q_2 - \Delta q_1 \quad (6.19a)$$

$$c_D \Delta T_{D0} = h_L (\Delta T_{D0} - \Delta T_1) + \Delta q_2 \quad (6.19b)$$

donde Δq_1 y Δq_2 están expresados por las ecs. (6.7a) y (6.7b) aunque recordando que las variables estarán ahora en el campo transformado:

$$\Delta q_1 = \frac{\sigma}{D} \left[t_L (T_{D0}^4 - T_1^4) + [(1 - r_L) + \varphi W] (T_1^4 - T_w^4) \right] \quad (6.20)$$

$$\Delta q_2 = \frac{\sigma}{D} \left[t_L (T_1^4 - T_w^4) + [(1 - r_L) + \varphi W] (T_{D0}^4 - T_1^4) \right] \quad (6.21)$$

Considerando que la caída de temperatura se producirá fundamentalmente a nivel del estrato adyacente a la pared, para los valores usuales de tiempos de contacto, puede suponerse que $T_{D0}^4 \approx T_F^4$. Realizando esta consideración en las ecuaciones (6.20) y (6.21), y reemplazando las mismas en (6.19a) y (6.19b), éstas últimas pueden reducirse a una sola ecuación reemplazando T_{D0} a partir de (6.19b) en (6.19a). Se tendrá finalmente una única ecuación cuya incógnita será T_1 , que deberá hallarse como su raíz:

$$\begin{aligned}
\frac{2}{t_c} C_{ps} V_p N_p (T_1 - T_F) = h_{wp} (T_w - T_1) - \left[\frac{H_D h_L 2/\pi^{0.5}}{H_D 2/\pi^{0.5} + H_R + h_L} \right] (T_1 - T_F) - \\
- \frac{a_L \sigma \varepsilon}{(1 - r_L + \varphi W)} \left[\frac{H_D 2/\pi^{0.5}}{H_D 2/\pi^{0.5} + H_R + h_L} \right] (T_1^4 - T_F^4) + \\
+ \left[\frac{t_L}{\varepsilon} - \frac{\frac{t_L}{D} \left(\frac{H_R/\theta}{D} + H_D 2/\pi^{0.5} \right)}{H_D 2/\pi^{0.5} + H_R + h_L} \right] \sigma (T_w^4 - T_1^4) \quad (6.22)
\end{aligned}$$

con

$$\begin{aligned}
H_D = (C_{pD} k_e / t_c)^{0.5}; \quad H_R = \theta \sigma (T_1^2 + T_F^2) (T_1 + T_F); \\
\theta = [(1 - r_L) + \varphi W] / (1 - r_L + \varphi W)
\end{aligned}$$

Los diferentes parámetros involucrados en las ecuaciones precedentes fueron definidos en la Tabla 6.2.

A partir del valor de T_1 puede evaluarse

$\Delta q_1 = q_{rad,D}$. Utilizando (6.20), resulta

$$\begin{aligned}
q_{rad,D} = \frac{\sigma t_L}{D} \left[\frac{H_D 2/\pi^{0.5}}{H_D 2/\pi^{0.5} + H_R + h_L} \right] (T_1^4 - T_F^4) + \\
+ \left[\frac{t_L}{\varepsilon} - \frac{\frac{t_L^2}{D} \left(\frac{H_R/\theta}{D} \right)}{H_D 2/\pi^{0.5} + H_R + h_L} \right] \sigma (T_w^4 - T_1^4) \quad (6.23)
\end{aligned}$$

Una vez que se han obtenido T_1 y $q_{rad,D}$, se pueden calcular los coeficientes h_D , $h_{p,D}$ y $h_{rad,D}$ a partir de las expresiones (6.17a), (6.17b) y (6.17d), teniendo en cuenta (6.8c) e ignorando el término $(h_{wg} (T_{D0} - T_w))$ en (6.17a).

6.5. Análisis de la aproximación con relación a la resolución numérica de las ecuaciones del MME.

Los resultados de los coeficientes aproximados obtenidos de la formulación descrita en 6.4 se compararán con los valores que

resultan de la resolución numérica de las ecuaciones del MME en su formulación original (Capítulo III). Dicha resolución se llevó a cabo de la manera descripta a continuación.

Ignorando la contribución del gas a la transferencia de calor, se resolvieron las ecuaciones del MME, ecs. (3.25a), (3.25b), (3.25l) y (3.25m) con sus correspondientes condiciones iniciales y de contorno formuladas en la sección 3.3.2, sin incluir el término de transferencia entre las fases en las ecuaciones de balance de los estratos. El conjunto así conformado constituye un sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias acopladas con un sistema de ecuaciones algebraicas. Se resolvió numéricamente mediante el método de Michelsen [126] modificado por Barreto y Mazza [156].

A partir de la resolución del sistema de ecuaciones mencionado se obtienen los valores de T_1 , q_1^i y q_1^d en función del tiempo, evaluándose finalmente el coeficiente h_D y las componentes $h_{p,D}$ y $h_{rad,D}$ mediante las expresiones:

$$h_D = \frac{\int_0^{t_c} \left[h_{wp} (T_1 - T_w) + q_1^i - q_1^d \right] dt}{(T_F - T_w) t_c} \quad (6.24a)$$

$$h_{p,D} = \frac{\int_0^{t_c} h_{wp} (T_1 - T_w) dt}{(T_F - T_w) t_c} \quad (6.24b)$$

$$h_{rad,D} = \frac{\int_0^{t_c} (q_1^i - q_1^d) dt}{(T_F - T_w) t_c} \quad (6.24c)$$

La resolución se llevó a cabo para un valor constante de temperatura de la pared de la superficie $T_w = 300$ K. Los valores de las propiedades termofísicas, condiciones de operación y la descripción de las correlaciones utilizadas se dan en la Tabla 6.3, excepto el tiempo de contacto que se evaluó de acuerdo a la correlación de Bock formulada en la Tabla 6.4. Nótese que en la Tabla 6.4 se incluye la expresión de Bock para f_B . Si bien dicha magnitud no fue utilizada en este capítulo (puesto que se evalúa h_D y las

componentes correspondientes), se incluye en la Tabla 6.4 a fin de conformar el conjunto propuesto por Bock [24] para los parámetros fluidodinámicos, t_c y f_B , que se utiliza en el Capítulos VII y al que se hace referencia a lo largo de todo el trabajo. Las dimensiones del lecho se adoptaron del trabajo de Ozkaynak y colab. [44] y se incluyen en la Tabla 6.3.

Magnitudes fluidodinámicas

$$\delta_D = 0.5$$

$$U - U_{mf} = 0.45 \text{ m s}^{-1}$$

t_c : correlación de Bock (Tabla 6.4)

Parámetros térmicos

h_{wp} : a partir de la relación (3.29), $Nu_{wp} = 10$

k_{cp} : correlación de Kunii y Smith [99], ec. (3.30)

k_{rad} : ec. (AV2.5)

$h_L = k_{cp}/\Delta$, ec. (3.24)

a_L, r_L, t_L : ecuaciones (5.14a, 5.14b, 5.13c)

$\epsilon_D = a_D$: ec. (AV3.4a)

Propiedades de las partículas y de la superficie

$$C_{ps} = 0.224 \cdot 10^7 \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-1}$$

$$k_p = 1.87 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

$$\epsilon_p = 0.9$$

$$\epsilon_w = 1$$

Temperatura de la pared de la superficie

$$T_w = 300 \text{ K (constante)}$$

Gas fluidizante

En todos los casos se utilizó aire como agente fluidizante.

Tabla 6.3 Condiciones de operación y propiedades del sistema consideradas en los cálculos.

$$t_c = 2.5 z^{0.8} \left(\frac{d_p}{U - U_{mf}} \right)^{0.5} \left(\frac{(\rho_p - \rho_g)(1 - \delta_{mf})}{\rho_g} \right)^{0.4}$$

$$f_B = 0.15 z^{0.65} \left(\frac{U - U_{mf}}{\sqrt{g d_e}} \right)^{0.5}$$

donde

$$z = \begin{cases} \phi & \text{si } \phi \leq z^* \\ z^* & \text{si } \phi \geq z^* \end{cases} ;$$

$$z^* = 3 d_h \quad (\text{haz de tubos}) ; z^* = 3 d_e \quad (\text{tubo \u00fanico})$$

siendo

$$d_e: \text{di\u00e1metro equivalente del lecho} = (4 A_{\min} / \pi)^{0.5}$$

$$A_{\min} = \text{\u00e1rea de la m\u00ednima secci\u00f3n transversal del lecho para pasaje de fluido}$$

$$= A - \frac{\pi}{4} N_T d_T^2 \quad (\text{tubos verticales})$$

$$= A - L d_T N_{Th} \quad (\text{tubos horizontales})$$

A: secci\u00f3n transversal del lecho
 N_T : n\u00famero de tubos verticales
 N_{Th} : n\u00famero de tubos horizontales
 d_h : distancia horizontal entre dos tubos

Tabla 6.4 Correlaciones de **Bock [24]** para t_c y f_B .

En los c\u00e1lculos se utiliz\u00f3 un valor de $Nu_{wp} = 10$, que constituye el valor medio del intervalo de variaci\u00f3n de Nu_{wp} definido por la relaci\u00f3n (3.29) del Cap\u00edtulo III ($8 \leq Nu_{wp} \leq 12$), de acuerdo con los resultados de Floris y Glicksman [95]. El valor de h_{wp} se calcul\u00f3 evaluando la conductividad del gas a la temperatura promedio entre T_F y T_w .

Para calcular el coeficiente de transferencia entre estratos $h_L = k_{ep} / \Delta$ (ec. 3.24) se estim\u00f3 la conductividad efectiva del s\u00f3lido k_{ep} mediante la correlaci\u00f3n de Kunii y Smith (ec. 3.30, Cap. III) a la temperatura T_F (sustrayendo el t\u00e9rmino $\delta_D k_g$). Se adopt\u00f3, adem\u00e1s, un valor de $U - U_{mf} = 0.45$ m/s, que corresponde a un burbujeo vigoroso.

Los resultados obtenidos se comparan con los correspondientes a los c\u00e1lculos efectuados en base a la aproximaci\u00f3n desarrollada en 6.4. En tal sentido se utilizaron id\u00e9nticos valores de propiedades y condiciones de operaci\u00f3n que en la resoluci\u00f3n num\u00e9rica

precedente. En la aproximación, h_{wp} se evaluó a la temperatura media entre T_w y T_1 .

Las figuras (6.2) y (6.3) muestran los valores de los coeficientes totales de la fase densa h_D y de las componentes radiantes $h_{rad,D}$ aproximados (ecs. 6.17a y 6.17d) en función de los correspondientes a la resolución numérica (ecs. 6.24a y 6.24c). Los coeficientes obtenidos de la aproximación se identificarán (en las figuras 6.2-6.3) con el supraíndice "A".

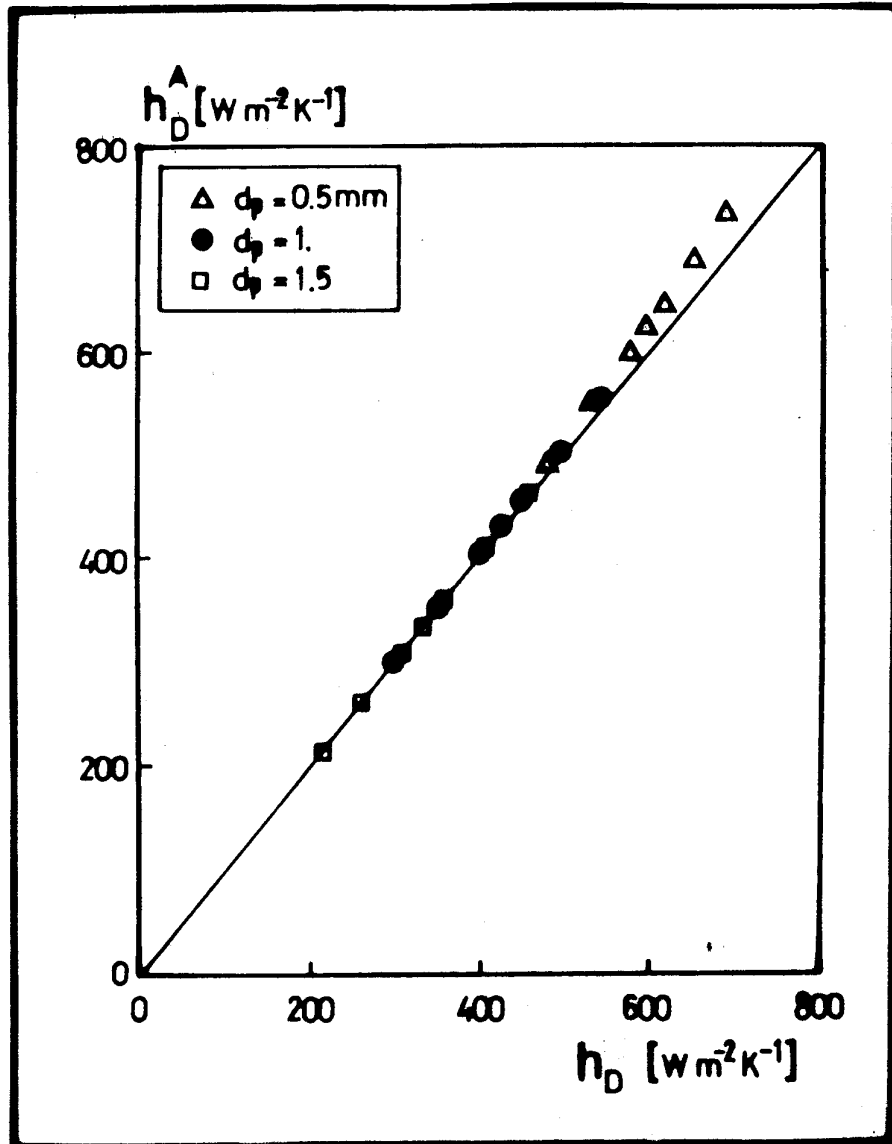


Fig. 6.2 Valores del h_D^A (ec. 6.17a) vs. h_D (MME, ec. 6.24a).
Error máximo % = 6,9.

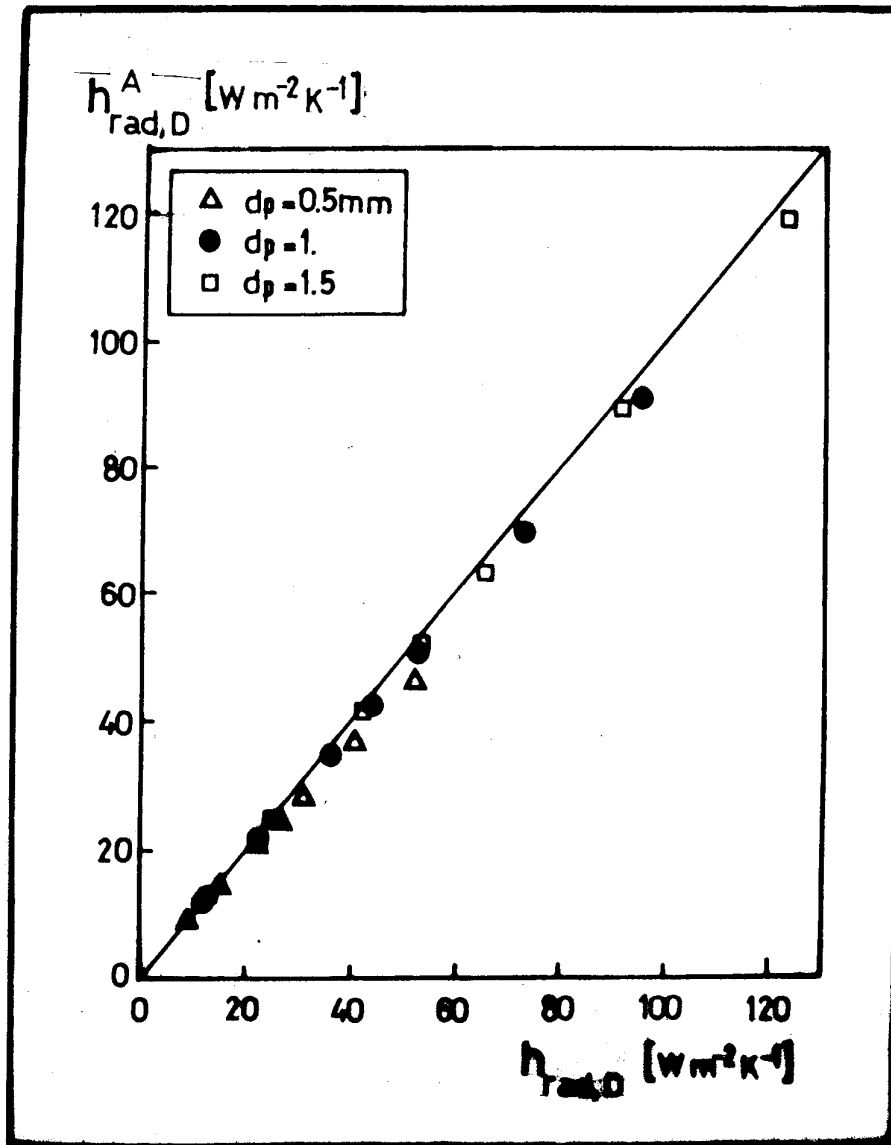


Fig. 6.3 Valores de $h_{rad,D}^A$ (ec. 6.17d) en función de $h_{rad,D}$ (MME, ec. 6.24c). Error máximo % = 12.

En cada figura se presentan tres series de resultados para tres valores de d_p : 0.5, 1 y 1.5 mm. Cada serie se obtuvo variando la temperatura T_F en el intervalo 500 K - 1500 K. Las diferencias relativas entre los coeficientes totales (h_D^A y h_D), alcanzan un valor máximo de 6.9% (para $d_p = 0.5$ mm y $T_F = 1500$ K). En las mismas condiciones, la máxima diferencia entre $h_{rad,D}^A$ y $h_{rad,D}$ es de 12%.

Las figuras (6.2) y (6.3) evidencian una buena concordancia de los resultados obtenidos de las ecuaciones (6.17a) y (6.17d) con los correspondientes al MME. Esta observación se enfatiza cuando, para condiciones idénticas, se comparan las diferencias relativas obtenidas entre el MME y modelo pseudo-continuo, como se verá en secciones posteriores de este capítulo.

Finalmente, para concluir la descripción del uso de la aproximación, puede observarse que, cuando los efectos radiantes pueden ignorarse, la ecuación (6.22) se simplifica considerablemente, resultando a partir de (6.17a) la siguiente expresión para el coeficiente h_D (que considera solamente la contribución del sólido):

$$h_D \approx h_{p,D} = \left[\frac{1}{h_{wp}} + \frac{1}{2 C_{ps} N_p V_p / t_c + H_{SD}} \right]^{-1} \quad (6.25)$$

siendo $H_{SD} = (1/h_L + 1/h_D)^{-1}$, y H_D fue definido al presentar la ecuación (6.22).

6.6. Características y formulación del modelo pseudocontinuo a utilizar (MSC).

El modelo pseudo-continuo MSC ha sido reiteradamente aplicado en la bibliografía, con determinadas suposiciones propias de cada autor. Chandran y Chen [61] presentan una lista de trabajos que utilizan este modelo. Posteriormente, pueden mencionarse en el mismo sentido los trabajos de Barreto y colab. [72] y Kilkis [77], todos ellos en aplicaciones donde la contribución de la radiación a la transferencia de calor es insignificante.

A niveles de temperatura elevados debe considerarse el transporte de energía radiante en las ecuaciones de balance. Para tal fin, como se ha mencionado en el Capítulo III al describir los modelos que incluyen el aporte radiante, en la bibliografía se encuentran diferentes metodologías. Chen y Chen [80], por ejemplo, utilizan el Modelo de los Dos Flujos descrito en el Capítulo V, cuantificando el transporte de energía radiante en función de dos flujos en la dirección normal a la pared y sentido contrario. Alternativamente se ha empleado la inclusión de la componente k_{rad} en la conductividad efectiva tal como se hiciera en la zona pseudo-continua de la aproximación al MME, sección 6.2.1, ec. (2.21c). Entre los trabajos que adoptan este enfoque se encuentran los de Yoshida y colab. [29], Glicksman y Decker

[157], Flamant y Arnaud [45], Flamant y Menigault [158], Borodulya y colab. [159], y Vedamurthy y Sastri [160]. En este trabajo se utilizará esta modalidad en función de su extensivo uso en la formulación de modelos pseudo-continuos.

Por lo expuesto, el transporte de calor en la fase densa de acuerdo al MSC a utilizar estará representado por una conductividad efectiva de la forma expresada por la ec. (6.18) (sin considerar los términos $(\delta_D k_g)$ y $k_{eg,conv}$ en la ec. 2.21c). La componente radiante se evaluará tal como se describió en el Apéndice V.2 (ec. AV2.5) en función de la temperatura $T(z,t)$ y k_{ep} se calculará a la temperatura T_F . De esta forma, la expresión para la conductividad efectiva a utilizar es:

$$k_e = k_{ep}(T_F) + 4 \chi \sigma T^3 \quad (6.26a)$$

siendo

$$\chi = \frac{a_L + 2 t_L}{a_L + 2 r_L} \Delta \quad (AV2.6)$$

Considerando que la transferencia de calor ocurre en la dirección z , normal a la pared de la superficie, la ecuación de conservación de la energía puede escribirse, en términos del MSC, de la siguiente forma:

$$C_{pD} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left((k_{ep} + 4 \chi \sigma T^3) \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (6.27a)$$

con la condición inicial dada por

$$t = 0 \quad T = T_F \quad 0 \leq z < \infty \quad (6.27b)$$

Las condiciones de contorno requeridas para resolver la ecuación (6.27a) pueden escribirse como:

$$z = 0 \quad -(k_{ep} + 4 \chi \sigma T^3) \frac{\partial T}{\partial z} = h_{wp}(T_w - T) + \bar{\varepsilon} \sigma (T_w^4 - T^4) \quad (6.27c)$$

$$z \rightarrow \infty \quad T = T_F \quad (6.27d)$$

El coeficiente de transferencia sobre la pared h_{wp} se evaluará al igual que para el MME con $Nu_{wp} = 10$ y k_g a la temperatura media entre T_w y T_F .

El segundo término en el miembro de la derecha de la ecuación (6.27c) corresponde al intercambio neto de energía radiante entre la

fase densa del lecho y la pared. $\bar{\varepsilon}$ es la emisividad equivalente definida por la ecuación (5.23):

$$\bar{\varepsilon} = \left[\frac{1}{\varepsilon_w} + \frac{1}{\varepsilon_D} - 1 \right]^{-1} \quad (5.23)$$

y ε_D la emisividad de la fase densa (isotérmica), evaluada por las ecuaciones (AV3.4a) y (AV3.4b):

$$\varepsilon_D = 1 - \xi + (\xi^2 - 1)^{0.5}; \quad \xi = \frac{1 + r_L^2 - t_L^2}{2 r_L}$$

El coeficiente total de transferencia y la componente radiante del mismo promedio en t_c , para el caso del MSC, se denotan como h_D^{SC} y $h_{rad,D}^{SC}$ y fueron evaluados a partir de las siguientes expresiones:

$$h_D^{SC} = \frac{\int_0^{t_c} [h_{wp} (T(0) - T_w) + \bar{\varepsilon} \sigma (T(0)^4 - T_w^4)] dt}{t_c (T_F - T_w)} \quad (6.28a)$$

$$h_{rad,D}^{SC} = \frac{\int_0^{t_c} [\bar{\varepsilon} \sigma (T(0)^4 - T_w^4)] dt}{t_c (T_F - T_w)} \quad (6.28b)$$

y, además, puede evaluarse $h_{p,D}^{SC}$ como:

$$h_{p,D}^{SC} = \frac{\int_0^{t_c} [h_{wp} (T(0) - T_w)] dt}{t_c (T_F - T_w)} \quad (6.28c)$$

donde $T(0)$ es el valor de la temperatura en $z = 0$.

Es necesario aclarar que la condición de contorno (6.27c) en conjunción con (5.23) es estrictamente válida para $t_c = 0$. La inclusión de ε_D en (5.23) garantiza que ambos modelos (MME y MSC) predigan el mismo valor de $h_{rad,D}$ a $t_c = 0$ (como se explicará en la sección siguiente).

El conjunto conformado por la ecuación diferencial (6.27a) y sus condiciones inicial y de contorno se discretizó en la variable z

mediante la aplicación de Colocaciones Ortogonales, mientras que el sistema, así resultante, de ecuaciones diferenciales ordinarias en la variable temporal, se resolvió mediante la técnica descrita por Mazza y Barreto en [156].

6.7 Comportamiento de MME y MSC para valores extremos de t_c .

Con el fin de emplear una base satisfactoria para la comparación de los resultados obtenidos a partir del MME y del MSC, las expresiones previamente desarrolladas para evaluar los parámetros correspondientes al MSC fueron elegidas de manera tal que permitan obtener los mismos valores de velocidad total de transferencia de calor que el MME para $t_c = 0$ y $t_c \rightarrow \infty$. De esta forma, los coeficientes totales serán iguales en ambos extremos del intervalo temporal para los dos modelos. En virtud de la formulación dada a la condición de contorno (6.27c), que incluye a $\bar{\varepsilon}$ (ec. 5.23), también serán iguales los coeficientes $h_{rad,D}$ predichos por ambos modelos para $t_c = 0$.

Considérese la situación en que $t_c \rightarrow 0$, para la cual se tendrá un perfil isotérmico para las partículas de la fase densa. Como se ha visto en el Capítulo V, la solución de los balances de energía radiante del MME, ecuaciones (3.25l) y (3.25m), permite expresar en estas condiciones:

$$h_{rad,D} = h_{wr} = \bar{\varepsilon} \sigma (T_F + T_w) (T_F^2 + T_w^2) \quad (6.29a)$$

Para el MSC, el flujo total en $z = 0$ para $t_c = 0$ se obtiene a partir de la condición de contorno (6.27c) (siendo $T(0) = T_F$):

$$h_D^{SC} = h_{wp} + \bar{\varepsilon} \sigma (T_F + T_w) (T_F^2 + T_w^2) \quad (6.29b)$$

con lo cual se evidencia que la componente radiante $h_{rad,D}^{SC}$ coincide a $t_c = 0$ con la correspondiente al MME (ec. 6.29a).

Para ambos modelos, en la condición $t_c = 0$, el coeficiente total h_D , estará dado por

$$h_D = h_{wp} + h_{wr} \quad , \quad a \quad t_c = 0 \quad (6.30)$$

Para valores suficientemente altos de t_c , los perfiles de temperatura a nivel de la distancia Δ involucrada en el MME son

suaves y las ecuaciones (3.25) pueden reexpresarse en forma similar a la ecuación de Fourier (tal como la ec. 6.27a). La definición de $h_L = k_{ep}/\Delta$, (ec. 3.24), garantiza que la conducción esté representada en el MME en la misma forma que en la formulación previa del MSC y la definición del coeficiente χ (ec. AV2.6) permite lo propio con el mecanismo radiante.

En esta situación la condición de contorno (6.27c) para el MSC degenera en $T(0) = T_w$ y, análogamente, para el MME será $T_1 = T_w$. El coeficiente h_D^{SC} (ec. 6.28a) puede reescribirse utilizando (6.27c) en la forma:

$$h_D^{SC} = \frac{\int_0^{t_c} [k_{ep} + 4 \chi \sigma T^3] \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} dt}{t_c (T_F - T_w)} \quad (6.31)$$

y su valor numérico coincidirá con el de h_D obtenido a partir del MME (ec. 6.24a).

A pesar de ello, para $t_c \rightarrow \infty$, las componentes radiantes $h_{rad,D}$ y $h_{rad,D}^{SC}$ no coincidirán si se evalúa esta última a partir de (6.28b). Ello es una consecuencia de la inclusión en dicha expresión de la emisividad $\bar{\epsilon}$ (estrictamente válida para $t_c = 0$). Para que ambos modelos predigan igual valor de la componente radiante a $t_c \rightarrow \infty$, debería evaluarse $h_{rad,D}^{SC}$ mediante:

$$h_{rad,D}^{SC} = \frac{\int_0^{t_c} k_{rad} \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} dt}{t_c (T_F - T_w)} \quad (6.32)$$

pero, no obstante, (6.32) no es correcta para $t_c = 0$ (Capítulo III). Por lo tanto, se utilizó (6.28b) para evaluar $h_{rad,D}^{SC}$ en base a que permite una exacta coincidencia de los valores de $h_{rad,D}$ para $t_c = 0$, situación más cercana a los valores operativos de t_c en los casos prácticos que la correspondiente a $t_c \rightarrow \infty$.

Con el fin de cuantificar la importancia de la contribución radiante en relación a la velocidad de transferencia de calor por conducción es suficiente analizar los términos de la ecuación (6.30),

correspondientes a $t_c = 0$.

De esta forma, la relación h_{wr}/h_{wp} , graficada en la figura 6.4 en función de T_F , permite disponer de una primera estimación de la importancia relativa de los mecanismos radiantes con respecto a la conducción. Los valores graficados corresponden a $\epsilon_p = 0.9$, $\epsilon_w = 1$ y h_{wp} estimado a la temperatura promedio entre T_F y T_w .

Tal como era esperable, la componente radiante incrementa sostenidamente su importancia al aumentar la temperatura. Debido a la relación inversa entre h_{wp} y d_p (Cap. II), la relación h_{wr}/h_{wp} crece con el aumento del tamaño de partícula, alcanzando valores de alrededor de 50% para $d_p = 1.5$ mm y $T_F = 1500$ K.

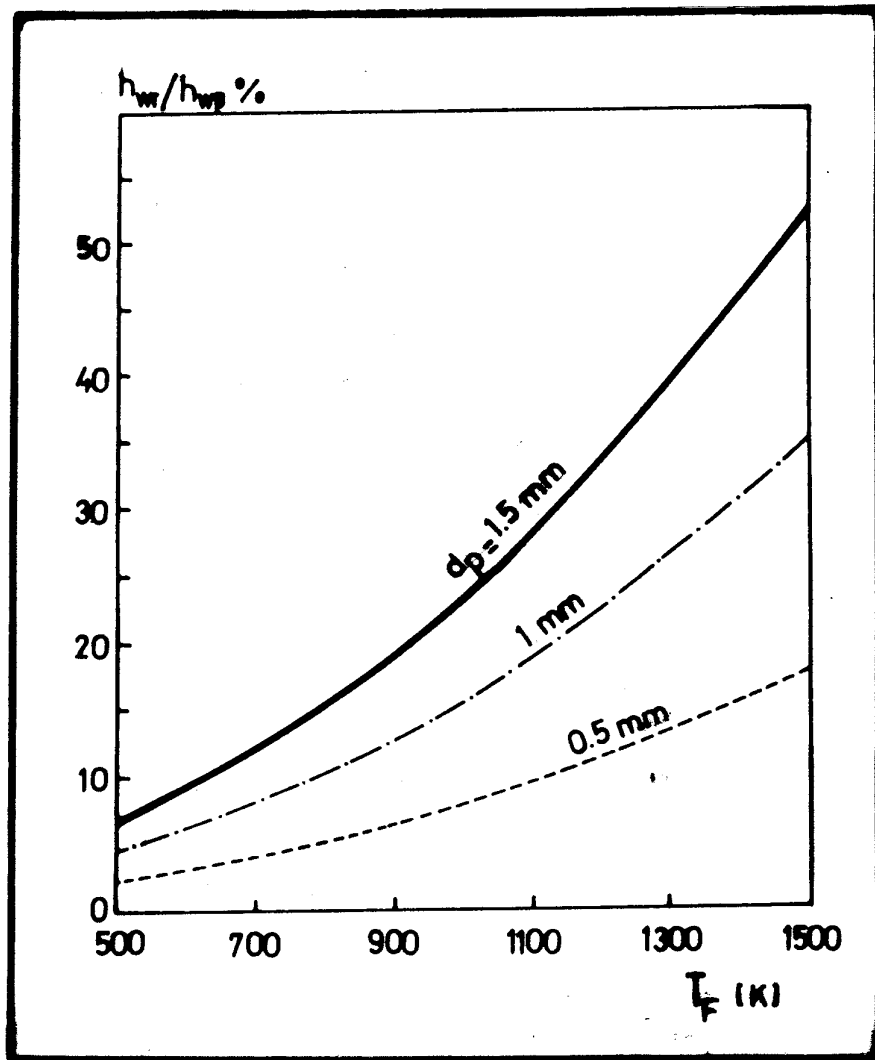


Fig. 6.4 Relación entre $h_{rad,D}$ y $h_{p,D}$ a $t_c = 0$ $T_w = 300$ K; $\epsilon_p = 0.9$; $\epsilon_w = 1$.

6.8. Resultados obtenidos en la comparación entre MME y MSC

Con el fin de evitar que el uso de la aproximación para el MME pueda introducir algún efecto que desvirtúe las diferencias reales entre los modelos (MME y MSC) se realizará la comparación de resultados llevando a cabo los cálculos según lo descrito en la sección 6.6 para el MSC y, para el MME se utilizará la resolución numérica como se describió en la sección 6.5.

La comparación se llevó a cabo evaluando las diferencias relativas entre los coeficientes totales h_D y las correspondientes componentes radiantes, definiendo

$$R_H \% = \frac{h_D^{ME} - h_D^{SC}}{h_D^{SC}} 100 \quad (6.33a)$$

$$R_{Hr} \% = \frac{h_{rad,D}^{ME} - h_{rad,D}^{SC}}{h_{rad,D}^{SC}} 100 \quad (6.33b)$$

en las cuales los supraíndices "ME" y "sc" corresponden a MME y MSC, respectivamente. Tal como en los casos anteriores los cálculos se realizaron para $T_w = \text{constante}$ (300 K), con h_{wp} evaluado a $(T_w + T_F)/2$ y k_{ep} estimada a T_F . Las restantes magnitudes corresponden a las enumeradas en la Tabla 6.3.

Como se ha señalado precedentemente, los valores h_D^{SC} y $h_{rad,D}^{SC}$ se eligieron como referencia para expresar las diferencias relativas ya que su uso frecuente convierte al enfoque pseudo-continuo como la modalidad estándar de modelar estos sistemas.

Los valores de R_H y R_{Hr} se muestran en las figuras 6.5 y 6.6 en función del tiempo de contacto, para $d_p = 0.5$ y 1.5 mm.

Como se discutió en la sección previa, ambos modelos predicen el mismo valor de h_D y $h_{rad,D}$ para $t_c \rightarrow 0$, y el mismo valor de h_D para $t_c \rightarrow \infty$. También, cuando $t_c \rightarrow \infty$, las diferencias en $h_{rad,D}$ se tornan más pequeñas que para el rango de valores graficados en las figuras 6.5 y 6.6. Luego, es evidente que ambas relaciones R_H y R_{Hr} alcanzan un máximo para un valor finito de t_c .

Con el fin de explicar el efecto de d_p y T_F sobre R_H y R_{Hr} , es conveniente recordar que la conducción es el mecanismo más rápido de

la transferencia de calor en el sistema analizado (fig. 6.4) y, consecuentemente, será responsable de la magnitud de h_D y del perfil de temperatura.

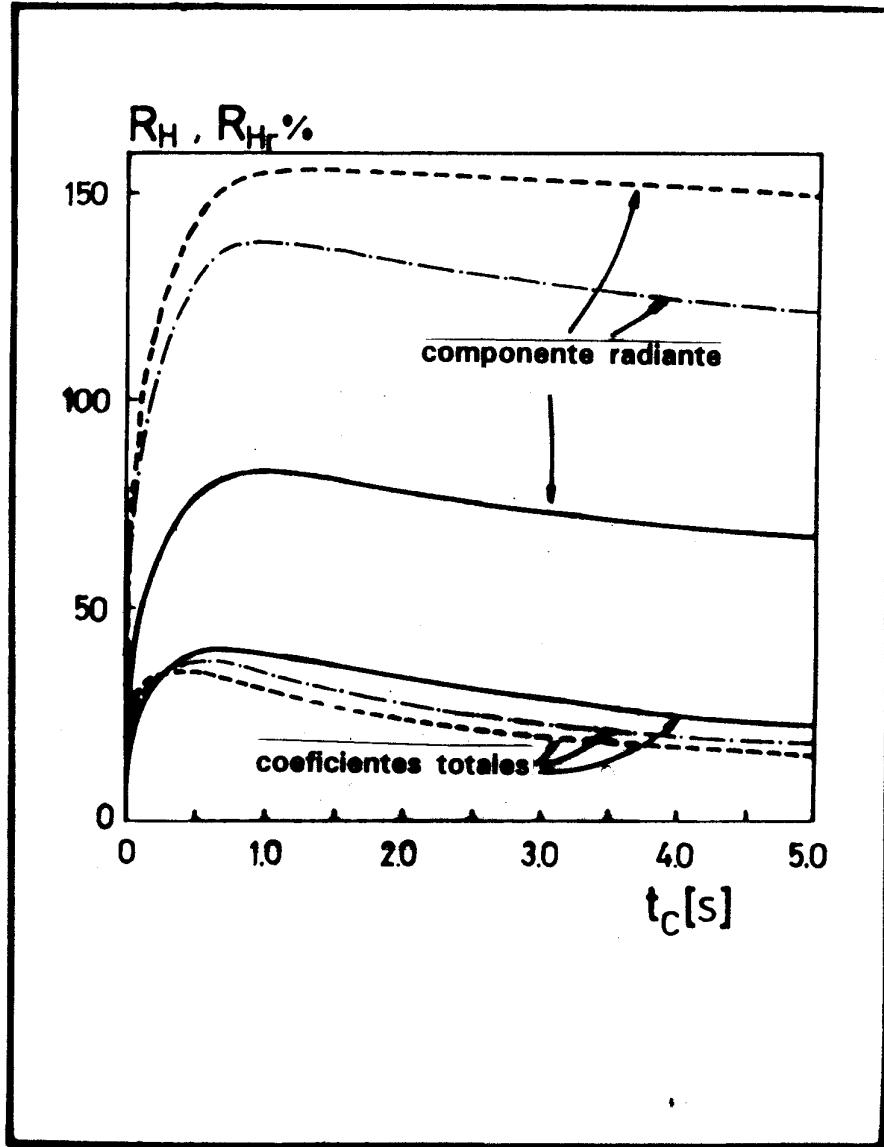


Fig. 6.5 R_H y R_{Hr} vs. t_c ; $d_p = 0.5$ mm
 —: $T_F = 500$ K; -.-.-: $T_F = 1000$ K;
 - - -: $T_F = 1500$ K

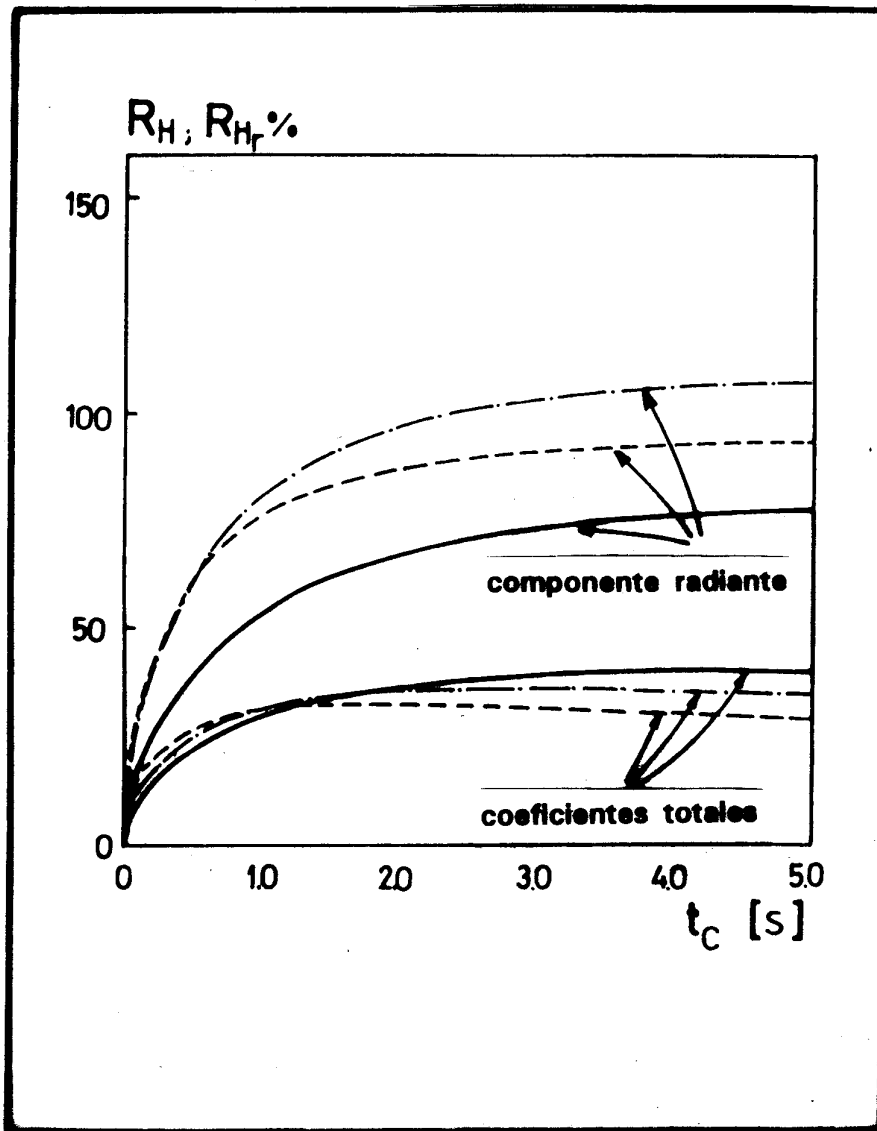


Fig. 6.6 R_H y R_{Hr} vs. t_c ; $d_p = 1.5$ mm
 —: $T_F = 500$ K; -.-.-: $T_F = 1000$ K;
 - - -: $T_F = 1500$ K

Si los efectos radiantes se desprecian, la desviación R_H entre las velocidades de transferencia de calor predichas por ambos modelos se deberá solamente al mecanismo conductivo, pudiendo expresarse a partir de las ecuaciones (6.24b) y (6.28c) como:

$$R_{Hc} = \frac{\int_0^{t_c} (T(0) - T_1) dt}{\int_0^{t_c} (T(0) - T_w) dt} \quad (6.34)$$

R_{Hc} es también una medida directa de la diferencia en la temperatura de la fase densa adyacente a la pared predicha por ambos modelos. Bajo estas condiciones, puede demostrarse a partir de las formulaciones de ambos modelos, observando la dependencia de sus parámetros con d_p (h_{wp} , Δ) que si en lugar de graficar R_{Hc} vs. t_c se lo hace en función del Número de Fourier, Fo

$$Fo = k_e t_c / (d_p^2 C_{ps}), \quad (6.35)$$

R_{Hc} resultará independiente de d_p . Por lo tanto, dado que el máximo en R_{Hc} se verifica para un dado valor de Fo , un incremento en el valor de d_p causará que dicho máximo en R_{Hc} se desplace hacia mayores valores de t_c .

La discusión previa permite explicar, cualitativamente, el hecho de que los valores máximos de R_{Hc} y R_{Hr} para $d_p = 0.5$ mm (fig. 6.5) se presenten a valores menores de t_c que para $d_p = 1.5$ mm (fig. 6.6).

En las figuras 6.5 y 6.6 puede observarse que R_{Hr} es siempre mayor que R_{Hc} . Esto es una consecuencia de la mayor sensibilidad del mecanismo radiante a una determinada diferencia relativa en el perfil de temperatura obtenidos a partir de ambos modelos, debido a su dependencia con la cuarta potencia de la temperatura. Debe notarse que la diferencia relativa en el perfil de temperatura resultante es convenientemente cuantificada por R_{Hc} , como se muestra en la ecuación (6.34).

También debido a la dependencia con T^4 , para una misma diferencia de temperatura entre ambos modelos (igual R_{Hc}) R_{Hr} tenderá a incrementarse a medida que el nivel térmico absoluto crece, o bien, en términos de las variables analizadas, cuando T_F crece.

En la figura 6.5, el incremento en R_{Hr} con T_F se debe a ello, que puede denominarse *efecto de sensibilidad*. No obstante, en la figura 6.6 se puede observar la existencia de máximos niveles de R_{Hr} para

valores intermedios de T_F (por ejemplo $T_F = 1000$ K). Para explicar este aspecto, debe considerarse la influencia de T_F en los valores resultantes de R_{Hc} en adición al efecto de sensibilidad.

Un importante parámetro para definir la magnitud de R_{Hc} es el número de Biot definido para el MSC como

$$Bi = (h_{wp} + h_{wr}) d_p / k_e, \quad (6.36a)$$

que relaciona la magnitud de los mecanismos de transferencia de calor en la pared con los correspondientes al seno del lecho.

Debido a la descripción heterogénea del MME, no es factible definir para el mismo una magnitud estrictamente equivalente. Sin embargo, cuando el espesor de penetración térmica es del orden de la distancia Δ a partir de la pared (bajos t_c), el número de Biot que representa el proceso debe relacionarse con la conductividad del sólido k_p ,

$$Bi_0^{ME} = (h_{wp} + h_{wr}) d_p / k_p, \quad (6.36b)$$

el cual, siendo k_p un valor usualmente alto, adquiere valores muy bajos (en el límite de $k_p \rightarrow \infty$, será $Bi_0^{ME} \rightarrow 0$). La diferencia entre Bi y Bi_0^{ME} para ambos modelos altera la distribución de temperaturas cerca de la pared, generando valores positivos de R_{Hc} ; puede concluirse entonces que cualquier efecto que haga disminuir Bi hará disminuir R_{Hc} . En particular, Bi decrece cuando T_F aumenta, de acuerdo a las correlaciones y condiciones operativas utilizadas en este trabajo, haciendo que R_{Hc} tome valores decrecientes, ocasionando por lo tanto un efecto de disminución sobre R_{Hr} .

Mientras que para $d_p = 0.5$ mm (fig. 6.5) el efecto de sensibilidad prevalece en el rango de temperaturas T_F considerado, el efecto del Bi incrementa su importancia para $d_p = 1.5$ mm, produciendo el máximo en R_{Hr} a un valor intermedio de T_F . La diferencia en el comportamiento para ambos tamaños de partícula se explica en que el número de Biot (Bi) decrece más rápido con T_F cuando mayor es d_p .

El análisis de los efectos de T_F y d_p sobre R_H es aún más complejo, ya que ambos mecanismos (conductivo y radiante) están involucrados simultáneamente. Puede observarse, como resultado neto, que la magnitud del máximo para cada curva de R_H en las figuras 6.5 y 6.6 no es muy

sensible a los valores de T_F y d_p . Tal situación es una consecuencia del balance de los dos efectos: menores valores de R_{Hc} cuando T_F y/o d_p aumentan y, simultáneamente, una más fuerte participación de la radiación en el coeficiente total (fig. 6.4), que produce una tendencia a aumentar en R_H a medida que aumenta R_{Hr} .

Aunque los resultados mostrados en las figuras 6.5 y 6.6 evidencian claras diferencias en las respuestas de ambos modelos (MME y MSC), es necesario tener en cuenta valores reales de t_c resultantes en condiciones de operación típicas, a fin de estimar los niveles prácticos de discrepancia entre los mismos.

Se utilizó nuevamente, para evaluar t_c , la correlación de Bock [24] (Tabla 6.4). Las restantes condiciones se tomaron en forma análoga a los cálculos previos realizados en este capítulo.

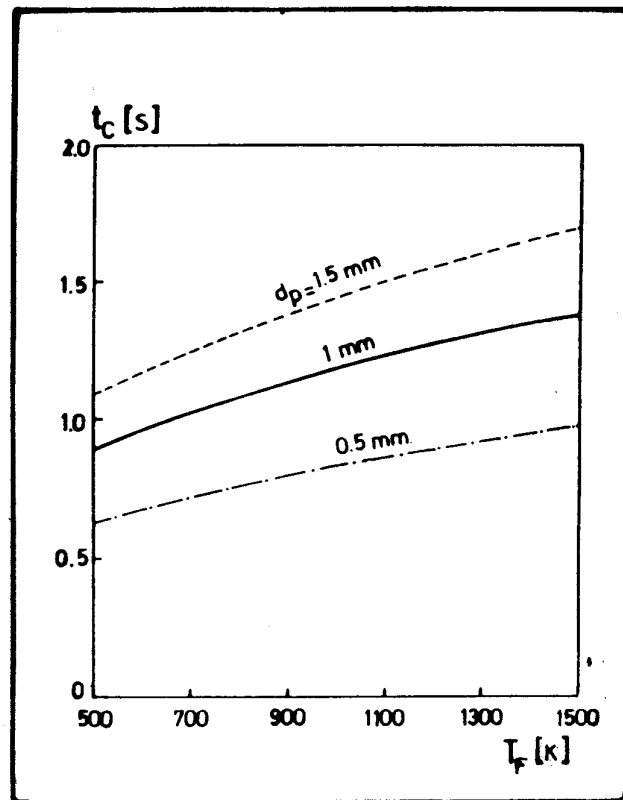


Fig. 6.7 Valores de t_c obtenidos a partir de la correlación de Bock [24] (Tabla 6.4) en función de T_F . Características del lecho y superficie sumergida correspondientes a [44].

En la figura 6.7 se grafica el tiempo de contacto obtenido de la correlación de Bock para las condiciones operativas utilizadas, en función de la temperatura del lecho T_F y para los diámetros de partícula $d_p = 0.5, 1$ y 1.5 mm. Es evidente que los valores operativos de t_c se incrementan tanto con T_F como con d_p .

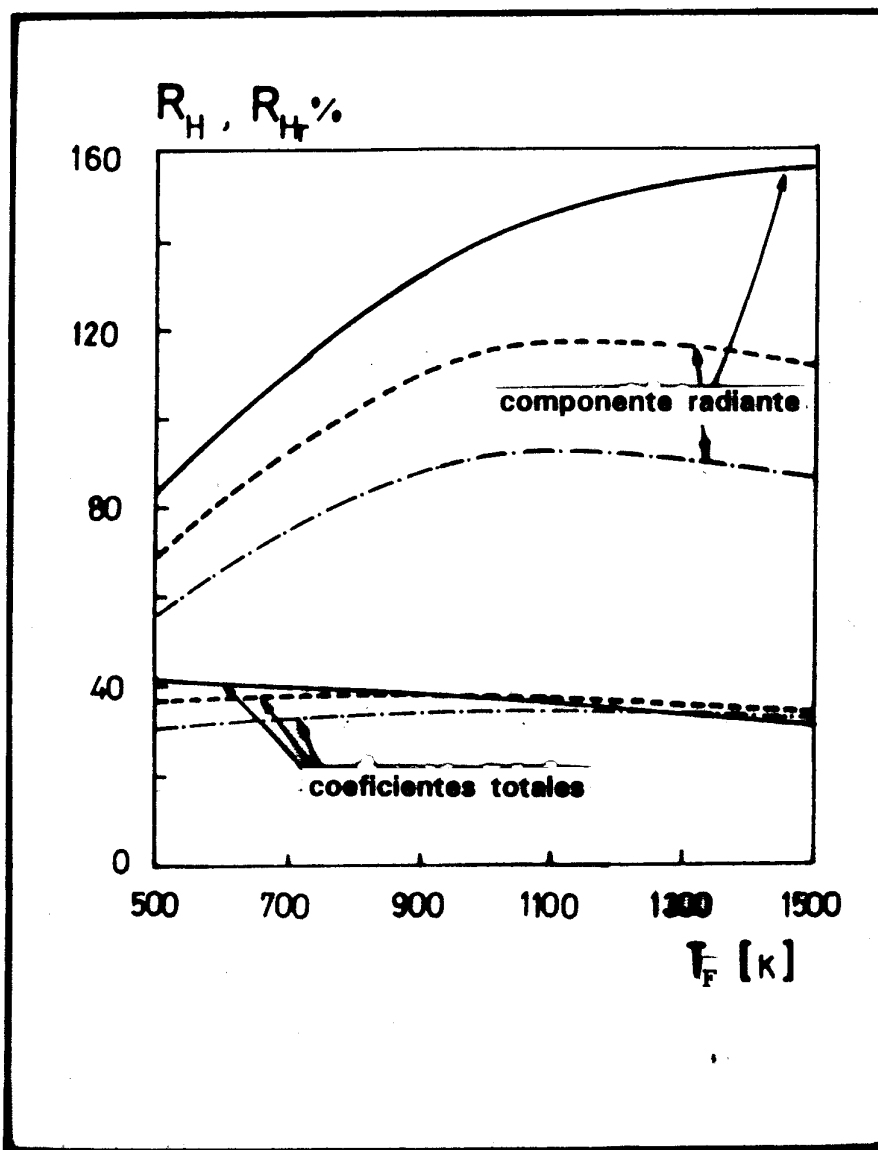


Fig. 6.8 R_H y R_{Hr} para valores de t_c obtenidos de la correlación de Bock [24] en función de T_F
 ———, $d_p = 0.5$ mm; - - - - , $d_p = 1$ mm;
 - . - . - . , $d_p = 1.5$ mm.

Los valores de R_H y R_{Hr} correspondientes a los tiempos de contacto operativos obtenidos de la correlación de Bock [24] se grafican en la figura 6.8. Para los valores analizados de T_F y d_p , los niveles de R_H y R_{Hr} son razonablemente cercanos a los máximos correspondientes en las figuras 6.5 y 6.6 a pesar del desplazamiento de los máximos hacia valores mayores de t_c cuando d_p aumenta. El incremento de los valores operativos de t_c cuando aumenta d_p (fig. 6.7) contribuye significativamente a ese resultado.

Es particularmente importante remarcar, a partir de la figura (6.8), que se obtienen discrepancias definitivamente significativas en los coeficientes totales estimados a partir del MME o del MSC. Las mismas se ubican en el intervalo de 30-42%, para los rangos de valores analizados de d_p y T_F . Por otra parte, las diferencias en $h_{rad,D}$ son mucho mayores y muestran una sensibilidad mayor a los valores de d_p y T_F . Los resultados de más altas diferencias se obtuvieron para las temperaturas más altas y las partículas más pequeñas, alcanzando 160% para $d_p = 0.5$ mm y $T_F = 1500$ K, mientras que los menores valores, aun así significativos, fueron 60% para $d_p = 1.5$ mm y $T_F = 500$ K.

Puede realizarse una observación adicional a partir de los resultados presentados en la figura 6.8. Si se toman los valores resultantes de R_H a las temperaturas T_F más bajas analizadas y $d_p = 0.5$ mm, estas diferencias corresponderán a coeficientes totales que en esas condiciones serán prácticamente iguales a los correspondientes a la contribución del sólido ($h_D \approx h_{p,D}$). De esta forma, se tendrán diferencias de aproximadamente 40-45% en la componente $h_{p,D}$ evaluada mediante el MME y el MSC para un valor fijo de $Nu_{wp} = 10$. Como se aprecia en el rango de Nu_{wp} definido en la relación (3.29), $8 \leq Nu_{wp} \leq 12$, estas diferencias son muy próximas al valor que existe entre ambos límites de dicho rango (50%). Consecuentemente, a nivel de la componente del sólido, es muy difícil discriminar entre ambos modelos si no se cuenta con un valor experimental de Nu_{wp} expresamente determinado sobre el sistema de interés.

6.9. Conclusiones.

En este capítulo se han desarrollado las ecuaciones que permiten aproximar los resultados del MME sin necesidad de resolver el

sistema de ecuaciones diferenciales acopladas de la formulación original del mismo. Para el caso particular de conducción en el sólido acoplada con el mecanismo radiante, la máxima diferencia hallada entre los coeficientes totales aproximados y los obtenidos por resolución numérica del MME es de 6.9%. Este resultado puede considerarse adecuado desde el punto de vista del diseño.

A nivel de la componente radiante, se halló una diferencia máxima entre la aproximación y el MME de 12% (para $d_p = 0.5\text{mm}$ y $T_F = 1500\text{ K}$), que constituye un error aceptable y permite afirmar que la aproximación responde favorablemente aún en condiciones extremas.

Además se han comparado los resultados del MME con los correspondientes a un modelo pseudo-continuo considerado como estándar. Se hallaron diferencias significativas en las velocidades de transferencia de calor entre la fase densa y la superficie de intercambio. Estas diferencias fueron de 30-42% para los coeficientes totales y 60-160% para las correspondientes componentes radiantes en los rangos de d_p y T_F analizados.

La diferencia esencial entre MME y MSC que conduce a las discrepancias señaladas es la existencia de una capa de partículas en contacto con la pared de la superficie sumergida, la cual es reconocida por el MME pero no por el MSC. El uso del MME es sugerido tanto como base para estimaciones prácticas de velocidades de transferencia de calor o para propósitos analíticos.

En el primer caso, el nivel de desviaciones en los coeficientes totales h_D (30-42%) podría ser significativo en el diseño de dispositivos de intercambio en las condiciones analizadas en este capítulo. Por otra parte, un modelo mecanístico tal como los descritos en este trabajo es útil como herramienta de análisis del proceso. Las grandes desviaciones que surgen a nivel de la componente radiante $h_{\text{rad},D}$ deben ser seriamente consideradas desde este punto de vista. Debe tenerse presente, en particular, que el uso del MSC para analizar datos experimentales podría conducir a errores sustanciales en la estimación de parámetros, dificultando la interpretación y correlación de dichos parámetros.

APENDICE VI.1

Determinación de los coeficientes de ajuste de la solución aproximada del MME

A fin de determinar los coeficientes de ajuste c_i (con $i = 3, 7$) que intervienen en las ecuaciones de la solución aproximada del MME representada por el sistema (6.16), se utilizó una metodología consistente en analizar el comportamiento de dicho sistema en situaciones extremas convenientemente elegidas.

1) Determinación de c_4 y c_5

El valor de estos coeficientes se determina mediante el procedimiento descrito en el Capítulo IV, sección 4.3.1, analizando el comportamiento de la expresión aproximada para $h_{g,D}$ y de la correspondiente solución analítica (Apéndice AIV1, ec. AIV1.19) para partículas *grandes* (a temperatura T_F) y valores muy pequeños de t_c y de la relación L/U_D . En el mencionado capítulo se mostró que los coeficientes (identificados entonces como c_1 y c_2) que afectan la ecuación de balance del gas, c_4 y c_5 , resultan:

$$c_4 = c_5 = 4/\pi.$$

2) Determinación de c_6 y c_7

Para determinar el valor de c_6 se analiza la situación resultante de:

- a) eliminar los efectos de la radiación,
- b) suponer propiedades constantes para la "zona" pseudo-continua,
- c) despreciar en el balance (ec. 6.3) el término $(C_{pg} U_D \partial T_D / \partial x)$,
- d) realizar el análisis para valores de t_c suficientemente altos, con lo cual puede considerarse $T_{D0} \approx T_w$.

En estas condiciones, el coeficiente de transferencia h_D puede obtenerse de la expresión de Mickley y Fairbanks [18], ec. 3.11, con $k_D = k_c$:

$$h_D = \left(\frac{4 k_c C_{pD}}{\pi t_c} \right)^{0.5} \quad (\text{AVI1.1})$$

A partir del sistema 6.16, utilizando la expresión (6.17a) que define h_D , se obtiene:

$$h_D = \left(\frac{c_6 k_e C_{pD}}{t_c} \right)^{0.5}, \quad (\text{AVI1.2})$$

con lo cual, comparando las ecuaciones (AVI1.1) y (AVI1.2) se obtiene el valor del coeficiente c_6 ,

$$c_6 = 4/\pi.$$

Si, alternativamente, se desprecia el término temporal ($C_{pD} \partial T_D / \partial t$) en la ecuación (6.3) en lugar del término con derivada parcial en x (consideración 2.c del análisis inmediato anterior), la condición resultante puede asimilarse a la transferencia estacionaria en un lecho fijo. En tal caso, el coeficiente h_D vendrá dado por la expresión (3.15b) propuesta por Gabor [69], con $U = U_D$ (excepto el término $(k_e/(2r))$ que proviene de la geometría cilíndrica de la superficie sumergida considerada en [69]). Por lo tanto,

$$h_D = \left(\frac{4}{\pi} C_{pg} k_e U_D / L \right)^{0.5}, \quad (\text{AVI1.3})$$

Del sistema (6.16) y la ecuación (6.17a) resulta ahora:

$$h_D = \left(\frac{4}{\pi} C_{pg} k_e U_D / L \right)^{0.5}, \quad (\text{AVI1.4})$$

y la comparación de las ecuaciones (AVI1.3) y (AVI1.4) conduce a:

$$c_7 = 4/\pi.$$

3) Determinación de c_3

En este caso, la situación a considerar implica:

- a) no tener en cuenta los efectos radiantes,
- b) realizar el análisis para $t \rightarrow 0$.

Si en el campo temporal se expresa $h_{p,D}$ para las condiciones referidas, resulta:

$$h_{p,D} = \frac{h_{wp} (\bar{T}_1 - T_w)}{(T_F - T_w)} \quad (\text{AVI1.5})$$

siendo \bar{T}_1 la temperatura promedio en el tiempo de contacto t_c y en la longitud L , dada por:

$$\bar{T}_1 = \frac{1}{t_c L} \int_0^L \int_0^{t_c} T_1(x,t) dt dx \quad (\text{AVI1.6})$$

A partir de la ecuación (AVI1.5) puede hallarse la derivada de $h_{p,D}$ con respecto a t_c y evaluarla en $t_c = 0$. Se tiene entonces que,

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial h_{p,D}}{\partial t_c} \right|_{t_c=0} = & \frac{h_{wp}}{L (T_F - T_w)} \left[\frac{1}{t_c} \left(\int_0^L T_1(x,t) \Big|_{t=t_c} dx \right) \Big|_{t_c=0} - \right. \\ & \left. - \frac{1}{t_c^2} \int_0^L \int_0^{t_c} T_1(x,t) dt dx \Big|_{t_c=0} \right] \quad (\text{AVI1.7}) \end{aligned}$$

En el segundo miembro de (AVI1.7), se debe aplicar la Regla de L'Hôpital en el primer término y desarrollar en series de Taylor (Mc Laughlin) alrededor de $t_c = 0$, el segundo. El resultado es el siguiente:

$$\left. \frac{\partial h_{p,D}}{\partial t_c} \right|_{t_c=0} = \frac{h_{wp}}{L (T_F - T_w)} \left[\frac{1}{2} \int_0^L \left. \frac{\partial T_1}{\partial t} \right|_{t=0} dx \right] \quad (\text{AVI1.8})$$

y finalmente, a partir de (6.1) (con $c_3 = 1$) se obtiene $(\partial T_1 / \partial t) |_{t=0}$:

$$(\partial T_1 / \partial t) |_{t=0} = h_{wp} (T_w - T_F) / (N_p V_p C_{ps})$$

que, reemplazada en la ecuación (AVI1.8), permite escribir:

$$\left. \frac{\partial h_{p,D}}{\partial t_c} \right|_{t_c=0} = - \frac{1}{2} \frac{h_{wp}^2}{N_p V_p C_{ps}} \quad (\text{AVI1.9})$$

A partir del sistema (6.16), utilizando la ecuación (6.17b) para $h_{p,D}$ se obtiene:

$$\left. \frac{\partial h_{p,D}}{\partial t_c} \right|_{t_c=0} = - \frac{1}{c_3} \frac{h_{wp}^2}{N_p V_p C_{ps}} \quad (\text{AVI1.10})$$

Por lo tanto, comparando las ecuaciones (AVI1.9) y (AVI1.10), se obtiene el valor del coeficiente c_3 que resulta:

$$c_3 = 2.$$

En síntesis, los coeficientes de ajuste del sistema (6.16), que define la solución aproximada del MME, son:

$$c_3 = 2; \quad c_4 = c_5 = c_6 = c_7 = 4/\pi.$$

CAPITULO VII

TRANSFERENCIA DE CALOR RADIANTE ENTRE UN LECHO FLUIDIZADO Y UNA SUPERFICIE SUMERGIDA

- 7.1. Introducción
- 7.2. Situación física a analizar. Aplicación de las ecuaciones del MME
- 7.3. Evaluación del intercambio de calor radiante con la fase burbuja
- 7.4. Análisis de resultados experimentales y comparación con los valores predichos por el MME
 - 7.4.1. Experiencias utilizando un dispositivo con ventana transparente
 - Experiencias de Ozkaynak y colab. [44]
 - Experiencias de Mathur y Saxena [37]
 - Experiencias de Il'chenko y colab. [161]
 - 7.4.2. Experiencias con calorímetros de alta y baja emisividad
 - Experiencias de Baskakov y colab. [25]
 - Experiencias de Baskakov [162]
 - 7.4.3. Experiencias con una fuente radiante externa
 - Experiencias de Szekely y Fisher [163]
 - 7.4.4. Experiencias utilizando una sonda sobre la superficie libre del lecho
 - Experiencias de Baskakov [162]
 - 7.4.5. Experiencias con ventana transparente a T_F
 - Experiencias de Makhorin y colab. [168]
- 7.5. Conclusiones

CAPITULO VII

TRANSFERENCIA DE CALOR RADIANTE ENTRE UN LECHO FLUIDIZADO Y UNA SUPERFICIE SUMERGIDA

7.1. Introducción

En bibliografía pueden hallarse diversos trabajos en los que se ha determinado experimentalmente la velocidad de transferencia de calor entre un lecho fluidizado y una superficie sumergida [53]. Sólo un bajo porcentaje de los mismos considera la evaluación de la componente radiante del correspondiente coeficiente de transferencia global. Debe señalarse que la discriminación del mecanismo radiante en relación a los restantes involucra disponer de técnicas experimentales sofisticadas y un meticuloso tratamiento en el planteo de modelos y correlación de datos experimentales.

En este capítulo se aplica el MME con la finalidad de evaluar velocidades de transferencia de calor radiante y comparar los resultados con datos experimentales reportados por diversos autores, obtenidos mediante diferentes técnicas y dispositivos. El objetivo planteado es comprobar la aplicabilidad del modelo a situaciones donde el mecanismo radiante cobre importancia, enfatizándose el análisis sobre la predicción de la componente h_{rad} y no sobre el coeficiente total, h . De esta forma se podrá apreciar el comportamiento del desarrollo que constituyó el cuerpo de este trabajo de tesis (el modelo de Múltiples Estratos) en una de las condiciones operativas que introduce la necesidad de reconocer la importancia de otras contribuciones, en este caso la radiante, además de la del sólido.

En la sección 7.2 se describe la situación física a analizar, en función de elementos desarrollados en capítulos anteriores y se puntualizan aspectos relevantes de la aplicación del MME a la determinación de la velocidad de transferencia de calor en la fase densa.

En la sección 7.3 se analiza el intercambio de calor radiante de la superficie sumergida con la fase burbuja, a fin de determinar la componente radiante total. En este punto se estará en condiciones de cuantificar completamente el intercambio de calor radiante lecho-pared.

Finalmente, en 7.4 se comparan las predicciones del MME con diversos resultados experimentales, realizándose la discusión de los mismos.

7.2. Situación física a analizar. Aplicación de las ecuaciones del MME

En el análisis a realizar no se incluirá la componente del gas h_g en la evaluación del coeficiente de transferencia total h . Tal simplificación obedece a las consideraciones que se puntualizan seguidamente.

El objetivo fundamental en este capítulo es la comparación de las velocidades de transferencia de calor radiante determinadas experimentalmente con los valores predichos por el MME. La interacción entre los mecanismos del gas y la transferencia radiante es prácticamente inexistente, puesto que en ninguna condición la transferencia desde el gas definirá el perfil de temperatura sobre el sólido, del cual depende completamente el mecanismo radiante. Por lo tanto, si bien a nivel del coeficiente total podría esperarse para algunas situaciones que la componente del gas tenga influencia (Capítulo IV), no la tendrá sobre la componente radiante que constituye el principal elemento que se desea analizar.

Por otra parte, a temperaturas elevadas la contribución del gas ve disminuída sensiblemente su importancia debido a que las bajas densidades del mismo le confieren poca capacidad de transporte de calor.

De todas formas y con el fin de comprobar cuantitativamente la magnitud de la contribución del gas se analizó el caso de las partículas de mayor tamaño que se presentan en los trabajos incluídos en la comparación realizada en la sección 7.4., a la menor temperatura de operación reportada por los autores, lo cual define la condición más desfavorable analizada para despreciar el aporte del gas. Las partículas corresponden al trabajo de Il'chenko y colab. [161], siendo el material sólido *corundum*, su diámetro $d_p = 1.75$ mm. y la temperatura de operación $T_F = 1225$ K. Se realizó el cálculo del coeficiente h , considerando que la componente $h_{p,D}$ por tratarse de partículas grandes es igual a h_{wp} , como se ha descrito en los Capítulos II y IV. Las componentes $h_{g,D}$ y $h_{g,B}$ se evaluaron de acuerdo a la expresión (4.21) del Capítulo IV. En cuanto a las componentes radiantes, considerando la aproximación dada en el Capítulo VI se calculó $h_{rad,D}$ (ec. 6.17d) y $h_{rad,B}$ de acuerdo al planteo que se realizará en la sección 7.3. Las demás condiciones corresponden a las descritas en la discusión de resultados sobre el trabajo de Il'chenko y colab. [161], analizado en la sección 7.4.

Los valores resultantes son los siguientes:

$$h_{g,D} = 81 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}; \quad h_{p,D} = h_{wp} = 272.25 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}; \quad h_{rad,D} = 89 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}.$$

Adicionadas las componentes precedentes resulta $h_D = 442.25 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$. Por otra parte, los valores obtenidos de $h_{g,B}$ y $h_{rad,B}$ son:

$$h_{g,B} = 53.3 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}; \quad h_{rad,B} = 127.16 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$$

con lo cual la contribución de las burbujas $h_B = h_{g,D} + h_{g,B}$ (ec. 2.18), resulta $h_B = 180.46 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$.

El coeficiente total resultante h se calcula mediante la ecuación (2.11d)

$$h = h_D (1 - f_B) + h_B f_B, \quad (2.11d)$$

por lo que para $f_B = 0.33$ (estimada conforme se describe en la sección 7.4) se obtiene $h = 355.86 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$.

La componente debida al gas h_g del coeficiente h puede evaluarse a partir de la expresión (2.19c):

$$h_g = h_{g,D} (1 - f_B) + h_{g,B} f_B, \quad (2.19c)$$

resultando en este caso $h_g = 71.86 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$. Puede observarse que el valor numérico de h_g es el 20% del coeficiente total h , lo cual no es de gran importancia en el marco de los objetivos previamente descriptos. Este resultado corresponde a la situación en la que ignorar h_g afectará en mayor medida el valor de h . En las restantes experiencias la importancia relativa de h_g frente a las restantes contribuciones será menor.

Despreciando la componente h_g , para la evaluación de las velocidades de transferencia de calor se utilizarán las ecuaciones desarrolladas en el Capítulo VI como aproximación al MME para el caso de radiación acoplada con conducción en el sólido (ecs. 6.22 y 6.23), evaluándose h_D , $h_{p,D}$ y $h_{rad,D}$ mediante las expresiones (6.17a) (sin el término $h_{wg} (T_{D0} - T_w)$), (6.17b) y (6.17d).

Debe realizarse una aclaración en relación a la evaluación de los coeficientes de transferencia de calor radiante. En algunos trabajos en los que se reportan los valores de velocidad de transferencia radiante se utiliza una pared transparente (ventana) que permite el intercambio

de energía por radiación entre el lecho y una segunda superficie (ubicada exteriormente, detrás de la ventana) que actúa como fuente o sumidero a temperatura T_s . La segunda superficie puede estar constituida por las paredes interiores del dispositivo usado en la medida o, cuando la ventana pertenece a la pared del recipiente, una superficie externa al mismo. En estos casos, la fuerza impulsora correcta para el intercambio de calor radiante es $(T_F - T_s)$ y así se expresarán los correspondientes coeficientes, mediante las siguientes redefiniciones:

$$h_{\text{rad,D}}^S = q_{\text{rad,D}} / (T_F - T_s) \quad (7.1)$$

siendo $q_{\text{rad,D}} = \Delta q_1$ evaluado por la ecuación (6.23). El coeficiente de transferencia por radiación desde (o hacia) la fase burbuja se expresará como:

$$h_{\text{rad,B}}^S = q_{\text{rad,B}} / (T_F - T_s) \quad (7.2)$$

donde $q_{\text{rad,B}}$ representa el flujo radiante neto desde las burbujas (sección 7.3). Finalmente, el coeficiente de transferencia de calor radiante será:

$$h_{\text{rad}}^S = h_{\text{rad,D}}^S (1 - f_B) + h_{\text{rad,B}}^S f_B \quad (7.3)$$

La temperatura T_s de la superficie para el intercambio radiante debe reemplazar a T_w en los términos que interpretan la transferencia por radiación (T_s^4 en lugar de T_w^4) en las ecuaciones (6.22)-(6.23); además se debe reemplazar ϵ_w por la emisividad de la superficie exterior, que se denotará con ϵ_s , en las mismas ecuaciones.

En la comparación con los resultados experimentales h_{wp} será estimado de acuerdo al rango establecido por Floris y Glickman [95], como se ha descrito en la sección 3.4.1., expresión (3.29),

$$\text{Nu}_{\text{wp}} = h_{\text{wp}} d_p / k_g = 8 - 12 \quad (3.29)$$

con la conductividad del gas evaluada a la temperatura media entre T_w y T_1 .

En cuanto al coeficiente de transferencia entre estratos, h_L , el mismo se evaluó a partir de la ec. (3.24)

$$h_L = k_{\text{ep}} / \Delta \quad (3.24)$$

donde k_{ep} fue evaluada mediante la utilización de la correlación de Kunii y Smith [30] para la conductividad estanca k_e° , y la ecuación (2.21b):

$$k_{ep} = k_e^\circ - \delta_D k_g \quad (7.4)$$

En la aplicación de la ec. (7.4) la conductividad del gas, k_g , fue calculada a la temperatura promedio entre T_F y T_1 .

Las propiedades radiantes de estrato se evaluaron a partir de las expresiones desarrolladas en el Capítulo V, ecs. (5.14) en función de n_p y ϵ_p . La distancia Δ y la concentración adimensional de partículas n_p se calcularon mediante las expresiones correspondientes a la configuración espacial A (Tabla 5.1) dada en la sección 5.4 del Capítulo V.

7.3. Evaluación del intercambio de calor radiante con la fase burbuja

El intercambio de calor por radiación entre la fase burbuja y la superficie sumergida tiene lugar durante el contacto de las burbujas con la pared. La emisividad (o absorptividad) de la superficie interna de la burbuja es esencialmente la correspondiente a la fase densa isotérmica, ϵ_D , a temperatura T_F .

Si se considera la complejidad introducida en el sistema por factores tales como distribución de tamaño de burbujas, forma de las mismas (usualmente distorsionada por la presencia de la superficie sumergida) y las infinitas posiciones relativas en las cuales una burbuja individual puede interactuar con la pared de la superficie sumergida, es necesario adoptar ciertas simplificaciones geométricas cuando se intenta cuantificar la velocidad de intercambio de calor radiante.

Yoshida y colab. [29] consideraron a las burbujas como un medio transparente (debido a las dimensiones de la burbuja, la masa de gas que involucra es pequeña y no existirá prácticamente absorción ni emisión de radiación por parte de la misma). Estos autores evaluaron la componente radiante del coeficiente de transferencia debido a las burbujas, $h_{rad,B}$, a partir del intercambio de energía radiante entre la superficie de un plano vertical y una burbuja interaccionando hemisféricamente, como se esquematiza en la figura 7.1a. El resultado para una superficie opaca es

$$q_{\text{rad},B} = h_{\text{rad},B} (T_F - T_w) \quad (7.5a)$$

donde

$$h_{\text{rad},B} = \sigma \left[\frac{1}{\epsilon_w} + F_{Bw} \left(\frac{1}{\epsilon_D} - 1 \right) \right]^{-1} (T_w^2 + T_F^2) (T_w + T_F). \quad (7.5b)$$

F_{Bw} en la ecuación (7.5b) es el factor de visión desde la cara interna de la burbuja hacia la superficie de intercambio, dado por $F_{Bw} = 0.5$ para el caso correspondiente a la fig. 7.1a. La expresión (7.5b) con $F_{Bw} = 0.5$ es apropiada también para otras geometrías del dispositivo de intercambio, siempre que las burbujas sean suficientemente pequeñas.

No obstante, en la práctica, el tamaño de las burbujas puede ser comparable o aún mayor que el de la superficie de intercambio. En las figuras 7.1b y 7.1c se consideran dos situaciones diferentes con burbujas relativamente grandes intercambiando calor con un dispositivo esférico sumergido en el lecho (como en las experiencias de Baskakov y colab. [25]) y con la ventana plana de un dispositivo para medir el flujo, respectivamente. Estas dos geometrías para la superficie de intercambio cubren los diferentes elementos sumergidos utilizados en las investigaciones experimentales que se analizarán en la sección 7.4.

Si A_B es el área de la superficie interna de la burbuja y A_w es el área de la superficie de intercambio, para la disposición burbuja-superficie esquematizada en la fig. 7.1b, la ecuación (7.5b) es aun aplicable con F_{Bw} dado por $\Psi_A = A_w / A_B$. En el último caso (fig. 7.1c), la ventana y la mitad de la burbuja no conforman una cavidad cerrada, por lo que sería necesario considerar otras superficies adicionales para definir el comportamiento radiante. No obstante, puede obtenerse una razonable aproximación utilizando la ecuación (7.5b) con $F_{Bw} = \Psi_A = A_w / (A_B / 2)$. Debe notarse que en ambos casos (figs. 7.1b, 7.1c) resulta $F_{Bw} < 0.5$.

Sobre la base de las consideraciones realizadas hasta aquí, se adoptó como una aproximación general el uso de la ecuación (7.5b) con F_{Bw} evaluado mediante

$$F_{Bw} = \min(0.5, \Psi_A) \quad (7.6)$$

donde Ψ_A es proporcional al cociente entre el área de la superficie de intercambio y la de la burbuja, y depende de la geometría de la primera (tal

como se describiera para los ejemplos de la figura 7.1).

Cuando la pared es transparente, como ya se ha mencionado, la velocidad de transferencia de calor radiante entre la fase burbuja y una segunda superficie a temperatura (T_s) puede ser expresada adecuadamente en términos del coeficiente $h_{rad,B}^s$ (ec. 7.2), que puede expresarse (análogamente a la ec. 7.5b) por:

$$h_{rad,B}^s = \sigma \left[\frac{1}{\epsilon_s} + F_{Bw} \left(\frac{1}{\epsilon_D} - 1 \right) \right]^{-1} (T_s^2 + T_p^2) (T_s + T_p) \quad (7.7)$$

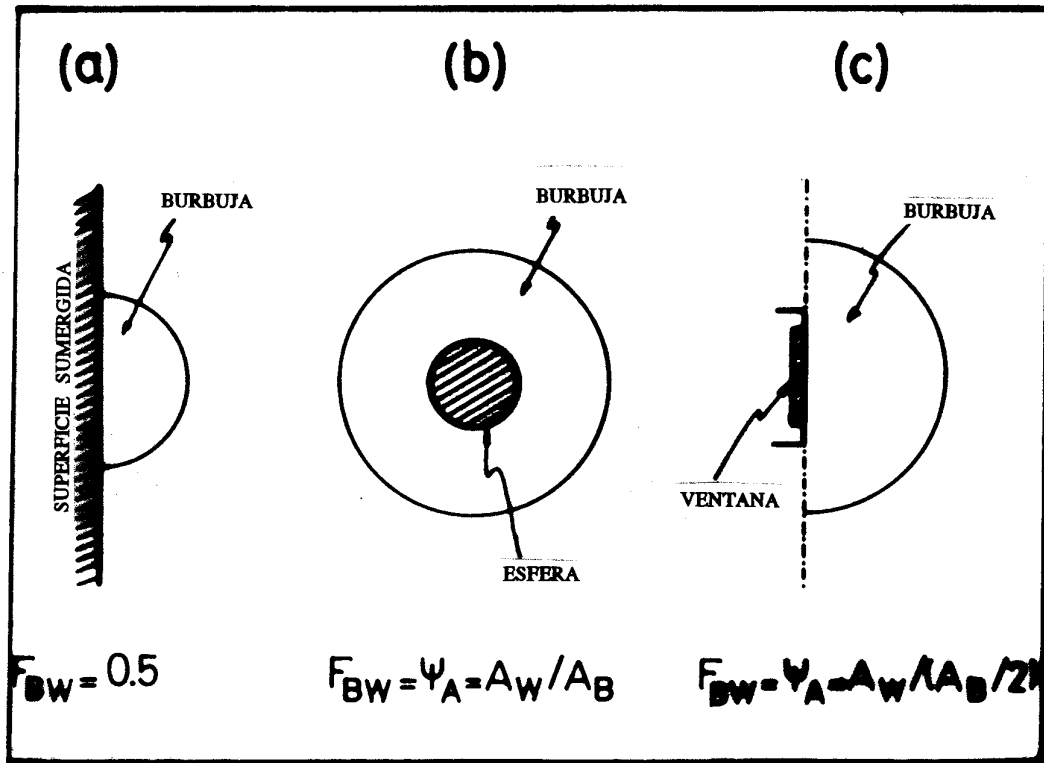


Fig. 7.1 Configuraciones para analizar el intercambio de energía radiante entre la superficie sumergida y la burbuja.

<i>Referencia</i>	<i>Técnica utilizada para determinar h_{rad}</i>	<i>Condiciones experimentales</i>	\bar{e} %
Ozkaynak y colab. [44]	I	Superficie transparente $T_S \neq T_w \neq T_F$	7.6
Mathur y Saxena [37]	I	Superficie transparente $T_S \neq T_w \neq T_F$	-
Il'Chenko y colab. [161]	I	Superficie transparente $T_S \neq T_w \neq T_F$	8.3
Baskakov y colab. [25]	II	Calorímetro esférico $T_w \neq T_F$; Superficie opaca	27
Baskakov fig. 13.9, p. 469, ref. [162]	II	Calorímetro plano $T_w \neq T_F$; Superficie opaca	8.3
Baskakov fig. 13.7a, p. 466, ref. [162]	-	Sonda sobre la superficie libre del lecho fluidizado	9.7
Szekely y Fisher [163]	III	Superficie transparente $T_S \neq T_w = T_F$ (lecho isotérmico)	-
Makhorin y colab. [168]	I	Superficie transparente $T_S \neq T_w = T_F$ (lecho isotérmico)	11.7

Tabla 7.1 Investigaciones experimentales sobre transferencia de calor radiante en lechos fluidizados. Técnicas experimentales clasificadas de acuerdo a la descripción dada en la sección 7.2. Errores promedio (\bar{e} %) entre los valores predichos por el MME y los datos reportados.

7.4. Análisis de resultados experimentales y comparación con los valores predichos por el MME.

Los trabajos analizados en este capítulo en los cuales se reportan determinaciones experimentales de la velocidad de transferencia de calor radiante se listan en la Tabla 7.1. En la misma tabla se señalan los métodos utilizados en las mediciones, de acuerdo a la clasificación de los mismos dada por Mathur y Saxena [37]:

- I. Métodos que implican el uso de una ventana altamente transparente para permitir que el flujo radiante alcance un dispositivo que mida la intensidad de energía incidente.
- II. Métodos basados en las medidas de coeficientes de transferencia de calor por medio de dos calorímetros: uno de alta y otro de baja emisividad.
- III. Métodos que implican el uso de una ventana altamente transparente sobre la pared del lecho para permitir el pasaje del flujo de energía radiante proveniente de una fuente externa, cuya magnitud es medida a través de los cambios de temperatura de la corriente de gas fluidizante entre la entrada y la salida del lecho.

También se encuentran variantes en cuanto a las condiciones en las que se evaluó el flujo radiante en las diferentes experiencias. En los trabajos que se identifican en la Tabla 7.1 como "lecho isotérmico", la transferencia de calor por mecanismos diferentes del radiante fue bloqueada con la inclusión de una ventana a temperatura cercana a la del lecho. De esta forma el intercambio radiante entre el lecho y una segunda superficie constituye el único mecanismo de transferencia de calor actuante en el sistema. Bajo estas condiciones experimentales, la fase densa en contacto con la ventana permanecerá esencialmente isotérmica y el coeficiente $h_{\text{rad,D}}^{\text{S}}$ estará directamente relacionado con la emisividad efectiva de la fase densa, ϵ_{D} :

$$h_{\text{D,rad}}^{\text{S}} = \sigma \left[\frac{1}{\epsilon_{\text{S}}} + \frac{1}{\epsilon_{\text{D}}} - 1 \right]^{-1} (T_{\text{S}}^2 + T_{\text{F}}^2)(T_{\text{S}} + T_{\text{F}}) \quad (7.8)$$

La componente radiante de h (en términos de la fuerza impulsora $(T_{\text{F}} - T_{\text{S}})$) puede evaluarse a partir de las ecuaciones (7.3) y (7.8) de la siguiente forma:

$$h_{\text{rad}}^S = \sigma \left\{ \frac{1 - f_B}{\frac{1}{\epsilon_S} + \frac{1}{\epsilon_D} - 1} + \frac{f_B}{\frac{1}{\epsilon_S} + F_{Bw} \left(\frac{1}{\epsilon_D} - 1 \right)} \right\} (T_S^2 + T_F^2) (T_S + T_F) \quad (7.9)$$

Cuando $\epsilon_S = 1$, el término entre llaves en la expresión (7.9) corresponde a la emisividad en condiciones isotérmicas del lecho hacia la superficie sumergida:

$$\epsilon_{LI} = \epsilon_D (1 - f_B) + \left[1 + F_{Bw} \left(\frac{1}{\epsilon_D} - 1 \right) \right]^{-1} f_B \quad (7.10)$$

En las experiencias reportadas por Baskakov [162] con un dispositivo de medida colocado sobre la superficie libre del lecho, las contribuciones del gas y del sólido representadas por h_p y h_g también fueron eliminadas, pero los resultados no pueden interpretarse en la misma forma que en la situación en la que el lecho se expone a una superficie sumergida (ecuaciones 7.9 y 7.10). Este trabajo y su técnica experimental serán discutidos posteriormente.

En aquellos trabajos en los cuales $T_w \neq T_F$ también se reportan los valores experimentales del coeficiente total h , los que fueron medidos con el mismo dispositivo (o uno similar) que h_{rad} . Siendo, como se ha expresado a lo largo de este trabajo de tesis, la contribución del sólido el principal aporte a la transferencia de calor, su participación en h es muy significativa y define fundamentalmente el perfil de temperatura en la fase densa (Capítulo VI), que finalmente afectará fuertemente al mecanismo radiante. En estos casos, se ha utilizado en los cálculos a partir del MME el valor del coeficiente h_{wp} dentro del rango dado en la relación (3.29), de manera tal que permita obtener la mejor aproximación posible a los valores experimentales de h . De esta forma, la comparación de los valores predichos y experimentales de h_{rad} reflejará la capacidad del modelo en su conjunto, no sólo de sus propiedades radiantes, para predecir velocidades de transferencia de calor radiante.

Existe aun una diferencia que debe remarcarse entre las experiencias en las cuales $T_w \neq T_F$ en los diversos trabajos. Para aquellos casos en que se utilizan ventanas ($T_S \neq T_w$), la fuerza impulsora para el mecanismo radiante es $(T_F - T_S)$, mientras que en los que se emplean superficies de intercambio opacas, la fuerza impulsora ($T_F - T_w$) coincide con la correspondiente a los demás mecanismos.

Baeyens y Geldart [3], ec. (2.4c)	(*) $Re_{mf} = - 57.09 + (1920 + 0.0564 Ar^{1/1.07})^{0.535}$
Darton y colab. [12], ec. (2.7b)	$d_B = 0.54 g^{-0.2} (U - U_{mf})^{0.4} (\Phi + 4 A_0^{0.5})^{0.8}$
Thring (**) [26]	$t_c = 8.932 \left[\frac{d_p g}{U_{mf}^2 \left(\frac{U}{U_{mf}} - 1 \right)^2} \right]^{0.0756} \left(\frac{d_p}{0.0254} \right)^{0.5}$ $f_B = 0.08553 \left[\frac{U_{mf}^2 \left(\frac{U}{U_{mf}} - 1 \right)^2}{d_p g} \right]^{0.1948}$

(*) Expresión aproximada, explícita en Re_{mf}

(**) Utilizada en el análisis de los datos de Szekely y Fisher [163]

Tabla 7.2 Expresiones utilizadas para evaluar parámetros fluidodinámicos en las predicciones del MME. No se incluye la correlación de Bock [24] formulada en el Capítulo VI, Tabla 6.4.

Los parámetros fluidodinámicos se evaluaron mediante las correlaciones que se citan en la Tabla 7.2. El tiempo de contacto (t_c) y la fracción de burbujas (f_B) se calcularon a partir de las expresiones de Bock [24] (Tabla 6.4, Cap. VI), generadas a partir del ajuste de una significativa cantidad de datos experimentales, como se mencionó en el Capítulo IV. En este capítulo se las utiliza, además, debido a que en la mayoría de las investigaciones analizadas se reportan los valores de las dimensiones geométricas que se requieren en las ecuaciones. El diámetro de burbuja d_B fue evaluado a partir de la correlación de Darton y colab. [12], ec. (2.7b), que es aplicable para partículas de $d_p \geq 0.1$ mm. La velocidad de mínima fluidización se estimó a partir de la expresión explícita (2.4c) (Baeyens y Geldart [3]), en los casos en que el valor de U_{mf} en las condiciones experimentales no fue reportado por los autores.

Se ha mencionado previamente que el valor de la porosidad de la fase densa ($\delta_D = \delta_{mf}$) se encuentra usualmente en el rango de

0.4 - 0.5, aunque existen trabajos en los que se reportan valores aun mayores. Por ejemplo, Saxena y colab. [167] para partículas de arena de $d_p = 1.22$ mm, obtuvieron experimentalmente un valor de $\delta_D = 0.53$ a $T_F = 1200$ K. Mathur y Saxena [37] reportan, para partículas de arena $d_p = 0.751$ mm valores de δ_D de 0.47 ($T_F = 510$ K), 0.56 ($T_F = 785$ K), 0.58 (1175 K), evidenciando que a temperaturas elevadas un valor de $\delta_D = 0.4$ (como se utilizó en el Capítulo IV) puede no ser correcto. También Chen y Pei [154] reportan un conjunto de datos experimentales de variados materiales, que alcanzan valores de hasta 0.7 (para partículas grandes). En este capítulo se adoptará, por lo tanto, un valor de $\delta_D = 0.5$.

Algunas propiedades y parámetros geométricos de los sistemas utilizados en las mediciones experimentales han sido omitidas por los autores de los trabajos listados en la Tabla 7.1. Consecuentemente, en ciertos casos, fue necesario adoptar valores adecuados para los mismos. Una propiedad muy importante que sólo fue reportada en el trabajo de Szekely y Fisher [163] es la emisividad de las partículas ϵ_p . Los valores de ϵ_p para cada tipo de partículas utilizadas en las experiencias se obtuvieron de diferentes fuentes [164-166]. Debe remarcarse que la evaluación de ϵ_p presenta un considerable grado de incertidumbre debido a que una superficie gris es una idealización y que los valores apropiados dependen de la temperatura y sólo pueden ser evaluados experimentalmente para un sólido determinado y un estado específico de su superficie.

En la Tabla 7.3 se resumen las dimensiones geométricas y propiedades utilizadas en los trabajos analizados. Los valores supuestos, señalados en la misma, se incluyeron cuando los autores no reportaron las magnitudes correspondientes.

Referencias	D_L [m]	ϕ [m]	d_T [mm]	ϵ_w	Material	d_p [mm]	ρ_p [kg/m ³]	k_p [Wm ⁻¹ K ⁻¹]	\hat{C}_{ps} [J kg ⁻¹ K ⁻¹]	ϵ_p
Ozkaynak y colab. [44]	0.457	0.381	73	1	Arena	0.733 1.030	2670	1.87	845	0.71
Mathur y Saxena [37]	0.152	0.150	30.2	1	Arena	0.559 0.751	2670	1.87	845	0.71
Il'Chenko y colab. [161]	0.22	0.12	50*	1	Arena de río Corundum ZrO ₂	1 1.75 0.57	2650 3950 5890	1.87 16 4.03	845 780 632	0.76 0.43 0.47
Baskakov y colab. [25]	-	-	30*	0.8	Chamotte	0.35 1.25	1510	1.63	845	0.6
Baskakov [162]	0.10*	0.15*	50* (lado)	0.825	Alúmina	0.5	3700	16	800	0.43
Szekely y Fisher [163]	0.061	-	-	1	Alúmina blanca SiC	0.3 0.2	3700 3200	16 15.07	800 670	0.9 0.94
Makhorin [168]	0.20	0.10	50*	-	Corundum Magnesita	0.375 0.75 1.25 1.5	3950 3025	- -	- -	0.43 0.52

Tabla 7.3 Características y propiedades de los sistemas experimentales analizados. Las propiedades de los materiales son valores promedio en el intervalo de temperatura de trabajo, o reportadas por los autores. El único trabajo que informa los valores de ϵ_p (para $T_F \approx 90^\circ\text{C}$) corresponde a la ref. [163]. Los valores señalados con (*) corresponden a magnitudes supuestas. d_T = diámetro de la sonda.

Seguidamente se describirán algunos aspectos relevantes de las técnicas experimentales utilizadas en cada trabajo conjuntamente con la comparación de los valores experimentales y predichos del coeficiente de transferencia de calor radiante.

7.4.1. Experiencias utilizando un dispositivo con ventana transparente

En todas las experiencias donde se utilizó una ventana transparente, el cuerpo del dispositivo de medida fue refrigerado por aire y/o agua llevando a la temperatura de sus superficies internas (T_s) a valores cercanos al nivel de temperatura ambiente. Se ha supuesto en los cálculos a partir del MME que la emisividad resultante de las superficies internas mencionadas (ϵ_s) vistas desde el lecho fluidizado es igual a la unidad.

- Experiencias de Ozkaynak y colab. [44]

Estos autores emplearon para evaluar la velocidad de transporte radiante una sonda (fig. 7.2) con una ventana transparente de Seleniuro de Zinc (SeZn) (método I). Este material posee una conductividad térmica muy alta y una ancha banda de transmitancia, lo cual determina que sea más adecuado que el cuarzo, de uso más frecuente. Una segunda ventana del mismo material, instalada en el interior del dispositivo, recibe y transmite solamente la energía radiante debido a que el espacio entre ambas ventanas fue barrido con circulación de aire frío. El flujo radiante fue medido mediante una termopila. El dispositivo completo fue refrigerado también por circulación de agua, y la cantidad de calor total transferido desde el lecho se evaluó a partir de los cambios de entalpía de las corrientes refrigerantes de agua y aire. Un aspecto que distingue este trabajo, minuciosamente llevado a cabo, es que la temperatura de la ventana fue medida y se verificó su uniformidad.

El flujo radiante que alcanzó la termopila se evaluó considerando que la misma, debido a la adecuada refrigeración, permaneció a $T_s = 298 \text{ K}$.

Se utilizaron partículas de arena en dos tamaños cuyo diámetro promedio fue 0.733 y 1.03 mm. Las mismas fueron fluidizadas temperaturas de hasta $T_p = 800^\circ\text{C}$ y velocidades superficiales del gas que alcanzaron los 5 m/s. La fluidización se llevó a cabo utilizando como agente

fluidizante gases de combustión (CO_2 y H_2O) y aire en exceso. La cantidad de aire se utilizó para regular la temperatura. Debido al exceso de aire y a que a los niveles de temperatura (T_p) alcanzados la conductividad térmica de CO_2 y del agua no difieren significativamente de la correspondiente al aire, se supondrá que la conductividad térmica es la correspondiente a éste último.

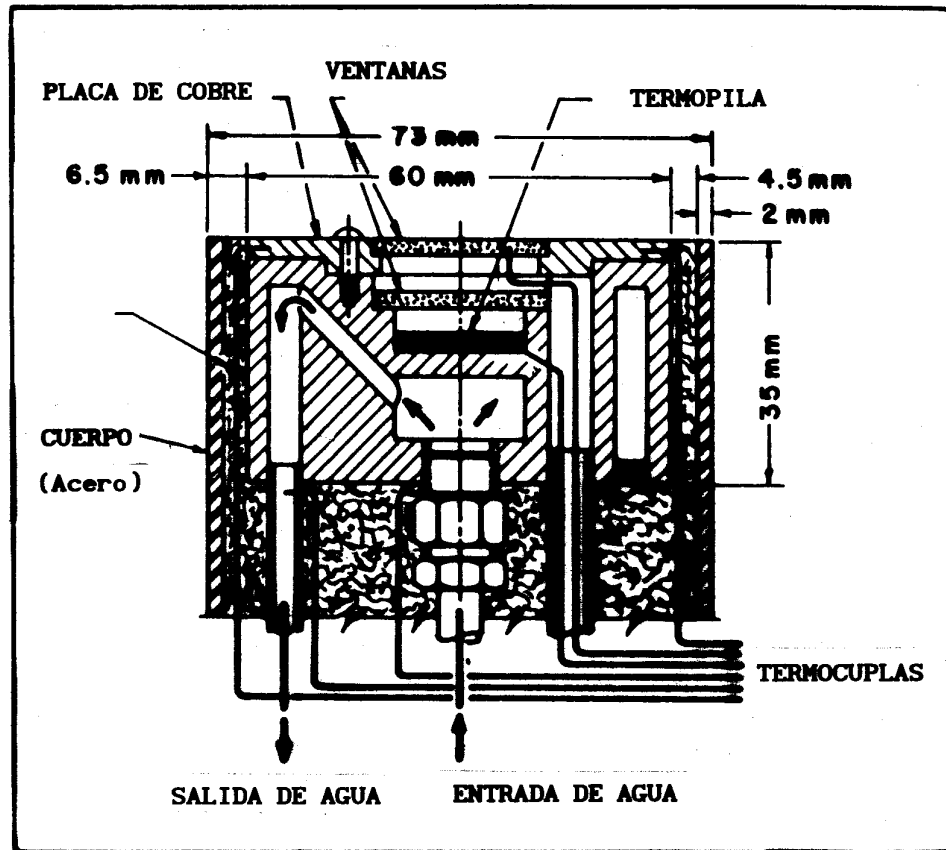


Fig. 7.2 Esquema de la sonda utilizada por Ozkaynak y colab. [44].

Dimensiones y propiedades del sistema utilizadas en el cálculo se dan en la Tabla 7.2, conjuntamente con los restantes trabajos analizados.

Los autores reportan todos los valores de las propiedades y características del sistema necesarias para simular el proceso de transferencia de calor, excepto U_{mf} a la temperatura de operación, ϵ_p y, como se ha señalado, la composición precisa del gas.

Para comparar los valores de h_{rad} obtenidos mediante la aplicación del MME se utilizó un extenso conjunto de los datos experimentales reportados en [44], cubriendo la totalidad del rango de operación de temperaturas del lecho y velocidades de gas utilizadas por los autores.

Las Tablas 7.3 y 7.4 resumen los datos experimentales de Ozkaynak y colab. [44] utilizados en la comparación y los valores predichos por el modelo de los coeficientes h y h_{rad} para los dos tamaños de partícula considerados. Los coeficientes $h(\text{calc.})$ fueron obtenidos con un valor de $Nu_{wp} = 8$.

La figura 7.3 muestra los resultados de coeficientes de transferencia de calor totales calculados $h(\text{calc.})$ en función de los correspondientes valores experimentales $h(\text{exper.})$ para ambos tipos de partículas. Esencialmente todos los valores experimentales son reproducidos por el modelo dentro de un error de $\pm 20\%$. El error promedio, $\bar{e}\%$, definido como el valor promedio del valor absoluto de los errores relativos en cada determinación (el subíndice "i" identifica cada determinación),

$$\bar{e} \% = \frac{1}{N_d} \sum_{i=1}^{N_d} \frac{|h(\text{exper.})_i - h(\text{calc.})_i|}{h(\text{exper.})_i} \quad (7.11)$$

siendo N_d el número total de determinaciones experimentales, resulta para los coeficientes totales $\bar{e} \% = 8.8$ (incluyéndose los valores correspondientes a ambos tamaños de partícula).

Los coeficientes radiantes h_{rad} fueron evaluados a partir de la ecuación (2.19d) con $h_{rad,D}$ y $h_{rad,B}$ dadas por las ecuaciones (6.17d) y (7.5b), respectivamente. Se halló una concordancia muy buena entre los valores de $h_{rad}(\text{exper.})$ and $h_{rad}(\text{calc.})$ como se puede apreciar en la figura 7.4. Para los valores de h_{rad} se obtuvo un valor de $\bar{e} \% = 7.6$.

T_w [K]	T_F [K]	U [m s ⁻¹]	h(exper.) [W m ⁻² K ⁻¹]	h(calc.) [W m ⁻² K ⁻¹]	h_{rad} (exper.) [W m ⁻² K ⁻¹]	h_{rad} (calc.) [W m ⁻² K ⁻¹]
456.0	962.0	1.931	329.90	342.02	70.96	67.26
464.0	1019.4	1.783	355.90	364.59	78.14	74.60
391.4	932.2	1.683	289.40	326.67	58.74	54.63
412.7	985.7	1.775	339.00	342.45	63.71	64.29
463.6	985.3	3.019	330.50	307.00	76.77	79.29
409.1	1005.1	1.944	326.10	340.53	67.81	68.30
471.7	1016.4	3.313	340.10	314.29	81.79	86.29
488.1	1031.3	1.520	353.60	382.13	87.59	75.15
428.2	885.7	2.912	308.70	275.44	61.78	59.34
457.2	967.4	1.952	316.00	342.85	74.41	68.28
425.6	836.7	1.811	310.60	307.07	55.54	47.63
386.6	673.1	1.349	305.70	278.37	32.62	27.11
434.2	905.2	2.026	303.80	317.68	66.33	58.07
436.0	873.8	2.250	320.00	300.98	59.19	55.52
467.3	973.7	2.348	335.10	331.60	75.78	73.59
406.3	789.3	2.650	290.00	256.69	46.33	43.99
440.9	873.2	2.738	317.80	282.18	58.48	58.18
331.4	697.2	1.101	298.50	278.54	26.14	24.22
373.6	611.5	1.264	293.40	265.11	25.31	21.69
445.9	965.2	2.908	322.80	301.37	74.19	73.26
315.7	586.2	0.923	256.20	257.58	14.13	15.97
330.4	720.3	1.308	275.20	275.86	29.97	26.95
334.3	738.6	1.314	287.30	280.65	32.38	28.63
336.1	768.4	1.384	269.10	285.14	36.54	31.55
336.9	769.7	1.386	279.60	285.55	36.29	31.73
366.9	799.2	1.442	273.10	297.72	42.00	36.73
367.1	820.3	1.481	270.60	301.14	44.73	38.99
447.2	873.2	1.786	349.90	322.58	57.88	53.74
413.4	1016.3	1.948	335.70	344.49	68.98	70.38
415.7	1005.7	1.806	342.00	347.32	66.53	67.62
381.1	612.1	1.209	298.20	269.45	24.50	21.97
449.9	962.1	1.975	319.20	338.63	74.07	66.95
427.1	831.2	1.522	319.10	317.60	51.80	45.25
403.5	948.4	1.707	339.70	332.98	59.11	57.94
409.3	1010.6	1.815	311.10	346.61	68.38	67.72

Tabla 7.3 Comparación con resultados de Ozkaynak y colab. [44].

$d_p = 0.733$ mm.

T_w [K]	T_F [K]	U [m s ⁻¹]	h(exper.) [W m ⁻² K ⁻¹]	h(calc.) [W m ⁻² K ⁻¹]	h_{rad} (exper.) [W m ⁻² K ⁻¹]	h_{rad} (calc.) [W m ⁻² K ⁻¹]
349.7	524.8	1.494	209.60	194.42	14.25	15.46
404.5	820.5	2.333	217.10	250.20	53.48	44.57
423.0	924.5	2.634	232.30	274.10	68.13	59.90
400.9	863.3	3.166	211.90	233.48	56.79	53.12
420.2	957.7	3.714	243.40	248.76	70.01	70.62
437.4	1028.6	4.376	267.40	255.16	83.70	87.69
417.1	929.6	4.826	252.10	205.95	65.67	69.76
396.4	874.3	4.495	234.90	195.23	56.58	58.19
434.6	974.6	2.774	234.50	287.64	75.07	68.46
440.7	1001.1	2.855	250.50	294.76	79.76	73.38
437.5	962.7	2.728	249.00	286.08	72.26	66.85
423.0	959.7	3.600	235.00	253.63	70.25	70.68
400.0	895.5	4.650	226.70	197.58	59.15	62.09
381.9	708.4	2.013	211.20	226.78	37.73	31.00
430.9	981.6	3.779	249.00	256.73	75.03	75.89
408.7	867.3	3.259	227.10	233.24	55.64	54.73
396.2	787.2	2.899	239.20	220.20	43.40	42.75
402.3	823.4	2.868	244.20	232.38	50.08	47.25
445.3	1010.5	2.867	245.00	298.42	81.09	75.28
448.1	1022.0	2.909	258.90	301.45	82.12	77.60
409.1	891.4	3.346	216.10	237.62	58.89	58.30
390.6	801.5	3.014	239.50	219.12	45.55	44.24
415.8	937.5	4.113	244.00	229.08	66.85	68.64
439.9	1025.0	2.517	269.00	310.84	86.29	71.74
403.1	871.6	2.062	248.00	271.86	58.73	47.14
440.3	1028.3	2.940	231.50	300.66	83.03	78.01
418.9	942.4	4.053	246.20	233.09	67.94	69.53
444.6	1028.4	2.526	284.10	312.72	85.04	72.78
437.7	990.6	2.824	237.80	291.74	78.51	71.35
408.2	856.6	2.437	231.20	257.46	57.94	49.34
381.9	708.4	2.013	211.20	226.78	37.73	31.00
374.0	628.9	1.792	216.80	213.24	28.09	23.75
441.0	968.8	2.766	261.20	287.59	74.51	68.35
448.6	1005.8	2.864	254.50	297.83	79.99	74.99

Tabla 7.4 Comparación con resultados de Ozkaynak y colab. [44].

$d_p = 1.030$ mm.

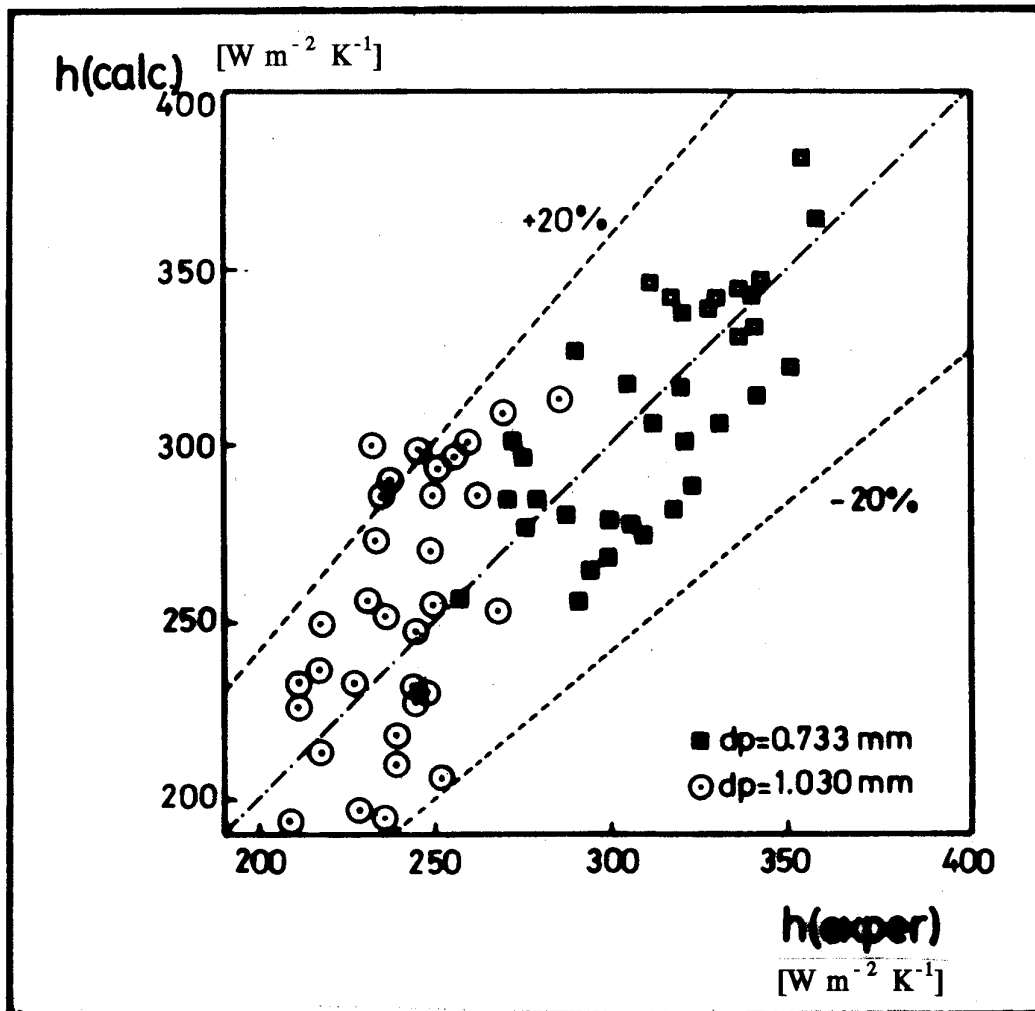


Fig. 7.3 Coeficientes totales en lechos de partículas de arena. Comparación de los datos de Ozkaynak y colab. [44], $h(\text{exper.})$, con las predicciones del MME, $h(\text{calc.})$. Máxima temperatura $T_F = 1031.3 \text{ K}$.

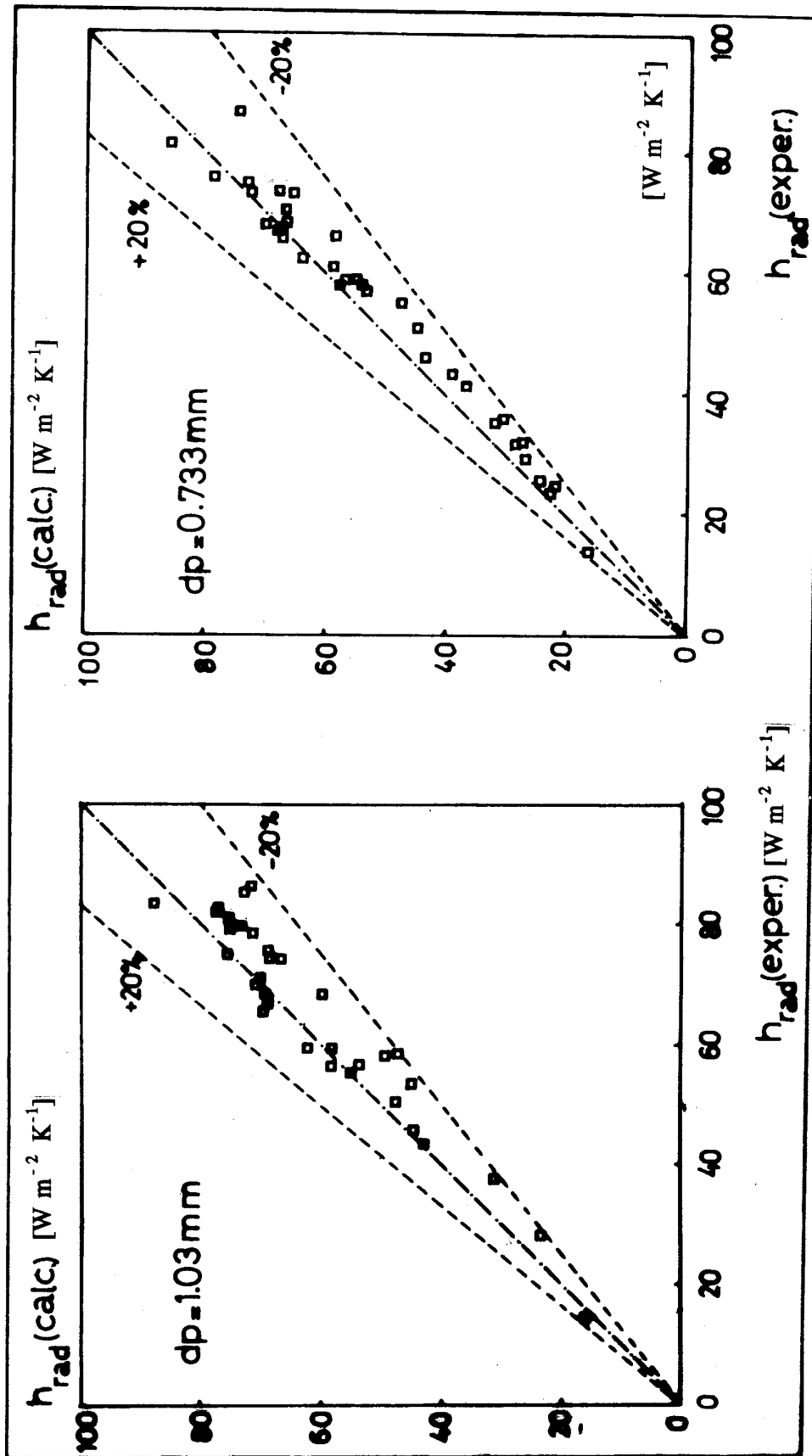


Fig. 7.4 Componente radiante h_{rad} en lechos de partículas de arena. Comparación de los datos de Ozkaynak y colab. [44] $h_{rad}(exper.)$, con las predicciones del MME, $h_{rad}(calc.)$. Máxima temperatura $T_F = 1031.3 K$.

Mathur y Saxena [37] también emplearon una sonda con una ventana transparente de cuarzo para cuantificar la velocidad de transferencia de energía radiante, según se esquematiza en la figura 7.5a. La contribución de los mecanismos no radiantes fue atenuada tratando de evitar la inclusión de zonas metálicas en contacto entre la ventana y el cuerpo de la sonda. Solamente la zona anular señalada como "zona A" en la figura 7.5a permaneció en contacto con una superficie metálica, que corresponde a la cara interna del anillo que sujeta la ventana.

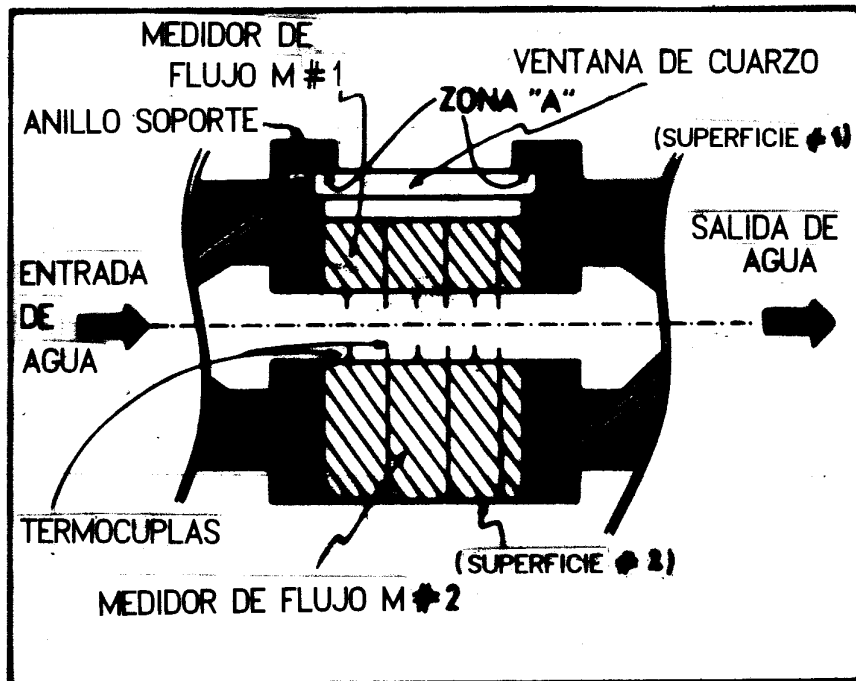


Fig. 7.5a Esquema de la sonda utilizada en las experiencias de Mathur y Saxena [37].

El flujo de energía transmitida a través de la ventana fue medido utilizando el medidor de flujo M#1 (figura 7.5a). La temperatura de la ventana fue estimada por los autores mediante la realización de balances de energía apropiados en la sonda.

La magnitud del flujo no-radiante que pasa a través

de la ventana fue estimada por Mathur y Saxena utilizando la correlación propuesta por Grewal y Saxena [149], incluida en la Tabla 3.2 del Capítulo III. Finalmente, este flujo fue restado del flujo total que alcanzó el medidor M#1 para evaluar la contribución radiante. Debido a que la temperatura de la ventana no fue reportada por los autores, para realizar la comparación con este trabajo se estimó la misma con balances de energía similares a los llevados a cabo por los autores. A partir de los cálculos realizados se obtuvo que el flujo no radiante alcanza alrededor del 30-50% del flujo total.

Debe señalarse que la cavidad comprendida entre la ventana de cuarzo y el cuerpo del bloque sensible de acero (M#1) estaba ocupada por aire. Por tal razón se evaluó el flujo a través de la misma utilizando una correlación que incluye los efectos de la convección natural sobre el flujo de calor que atraviesa la cavidad en dirección al bloque de acero. Se utilizó la correlación de ElSherbiny y colab. [169]. Los resultados obtenidos evidenciaron que el efecto de la convección natural puede despreciarse.

Los coeficientes totales de transferencia de calor reportados en el trabajo fueron medidos por el medidor de acero M#2 (fig. 7.5a). En este caso, la cara externa del medidor cubre el rol de la superficie de intercambio. La temperatura de esta superficie, correspondiente esencialmente a la del agua de enfriamiento, es mucho menor que la correspondiente a la ventana de cuarzo. Consecuentemente, los valores del coeficiente total y de la componente radiante no corresponden a la misma situación desde el punto de vista térmico.

Considerando el esquema de las partes componentes del dispositivo de medida que incluye a M#1 y M#2 que se muestra en la figura 7.5b, se evaluaron las diferentes temperaturas señaladas en el mismo. Como ejemplo puede mencionarse que para partículas de arena de $d_p = 0.751$ mm, $T_F = 915$ K, $U = 0.61$ m/s, suponiendo una temperatura del agua de enfriamiento (T_{H_2O}) de 303 K, resultan:

$$\begin{aligned} T_{c0} &= 312.23 \text{ K;} \\ T_{oi} &= 839.29 \text{ K;} \\ T_{q0} &= 872.36 \text{ K} \end{aligned}$$

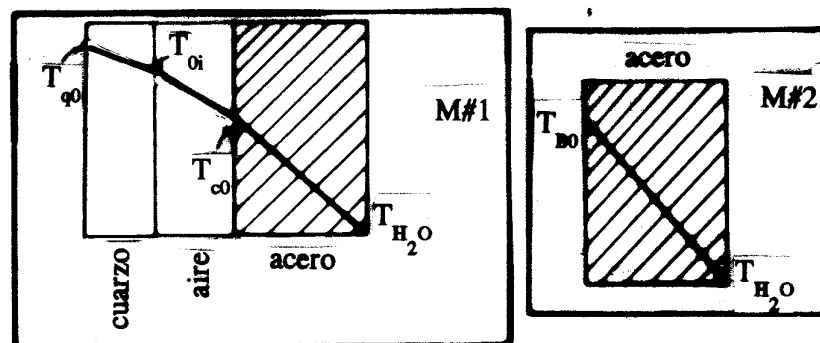


Fig. 7.5b Temperaturas en la sonda de Mathur y Saxena [37].

correspondientes al medidor M#1, mientras que sobre el bloque M#2 $T_{B0} = 414.90$ K. En la Tabla 7.3 se incluyen datos de la geometría y propiedades del equipo utilizado por Mathur y Saxena [37].

Las Tablas 7.5 y 7.6 muestran los valores de coeficientes totales h , y radiantes h_{rad}^S que se extrajeron de los gráficos reportados por Mathur y Saxena para las partículas de arena de $d_p = 0.751$ mm utilizadas en función de la velocidad U para $T_F = 785$ K y 915 K. En las mismas tablas se incluyen los valores predichos mediante el MME, calculando h_{rad}^S con $T_s = T_{c0}$ (fig. 7.5b), correspondiente a la cara externa del M#1. Los valores experimentales y calculados de h_{rad}^S se grafican en función de $(U - U_{mf})$ en la fig. 7.6.

La Tabla 7.7 resume los coeficientes experimentales y calculados para partículas de arena de $d_p = 0.559$ mm y $T_F = 820$ K. Los coeficientes h_{rad}^S experimentales y calculados se grafican en función de $(U - U_{mf})$ en la figura 7.7.

En las Tablas 7.5, 7.6 y 7.7 puede apreciarse que los valores calculados $h(\text{calc.})$ (con $Nu_{wp} = 8$) muestran una concordancia aceptable con $h(\text{exper.})$ para valores de U relativamente apartados de U_{mf} . Para bajos valores de U , los valores calculados $h(\text{calc.})$ son consistentemente mayores que $h(\text{exper.})$.

En las figuras 7.6 y 7.7 se evidencia que el modelo predice valores de h_{rad}^S sostenidamente mayores que los experimentales, aunque puede detectarse una débil tendencia a una mejor concordancia a valores altos de $(U - U_{mf})$. El error promedio resultante (ec. 7.11) es de $\bar{e} \% = 182$ (incluyendo ambos tamaños de partícula).

Pueden realizarse dos observaciones cualitativas en relación a los resultados de $h_{rad}^S(\text{exper.})$ de Mathur y Saxena [37]: para situaciones experimentales comparables, estos resultados constituyen los valores experimentales más bajos hallados en bibliografía. Además, el crecimiento pronunciado de h_{rad}^S con la velocidad de fluidización no se observa en otros trabajos (experimentales o evaluados a partir de modelos). Esta última observación y los aparentemente bajos valores de $h(\text{exper.})$ para pequeños valores de $(U - U_{mf})$ parecen indicar que la zona del lecho donde fue colocado el dispositivo de medida (superficie sumergida) puede no haber sido correctamente

fluidizada.

Adicionalmente, considerando los bajos valores de h_{rad} (exper.), pueden mencionarse tres posibles orígenes de errores experimentales:

- Sobreestimación de la contribución de los mecanismos no radiantes mediante la correlación de Grewal y Saxena [149]. (Debe recordarse que este valor fue restado de la lectura obtenida en el M#1).
- Pérdidas de calor desde la ventana a través de la zona A (fig. 7.5a)
- El anillo de ajuste (fig. 7.5a) sobresale con respecto al plano externo de ventana de cuarzo. Esto puede causar inconvenientes en la circulación de partículas en contacto con la ventana, generando una zona de estancamiento.

$U - U_{mf}$ [m s ⁻¹]	h (exper.) [W m ⁻² K ⁻¹]	h (calc.) [W m ⁻² K ⁻¹]	h_{rad}^S (exper.) [W m ⁻² K ⁻¹]	h_{rad}^S (calc.) [W m ⁻² K ⁻¹]
0.05	176.92	313.40	6.969	40.174
0.17	284.62	349.95	14.657	42.844
0.248	323.08	352.48	23.242	43.707
0.333	334.62	348.23	25.653	44.367

Tabla 7.5 Comparación con resultados de Mathur y Saxena [37], $d_p = 0.751$ mm, $T_F = 915$ K, $U_{mf} = 0.56$ m/s (reportada)

$U - U_{mf}$ [m s ⁻¹]	h (exper.) [W m ⁻² K ⁻¹]	h (calc.) [W m ⁻² K ⁻¹]	h_{rad}^S (exper.) [W m ⁻² K ⁻¹]	h_{rad}^S (calc.) [W m ⁻² K ⁻¹]
0.042	115.38	283.35	4.240	27.302
0.077	165.38	302.68	6.374	28.355
0.162	242.31	316.69	8.962	29.411
0.223	253.85	315.51	13.295	29.832
0.300	261.54	310.64	19.771	30.225
0.392	261.54	302.37	21.745	30.596

Tabla 7.6 Comparación con resultados de Mathur y Saxena [37], $d_p = 0.751$ mm, $T_F = 785$ K, $U_{mf} = 0.53$ m/s (reportada)

$U - U_{mf}$ [m s ⁻¹]	$h(\text{exper.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]	$h(\text{calc.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]	$h_{rad}^S(\text{exper.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]	$h_{rad}^S(\text{calc.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]
0.046	193.10	351.15	10.775	30.232
0.089	251.72	379.89	14.573	31.241
0.149	310.35	395.75	15.362	32.100
0.189	320.69	398.15	17.541	32.461
0.223	320.69	397.64	19.089	32.703

Tabla 7.7 Comparación con resultados de Mathur y Saxena [37], $d_p = 0.559$ mm,
 $T_F = 820$ K, $U_{mf} = 0.14$ m/s (reportada)

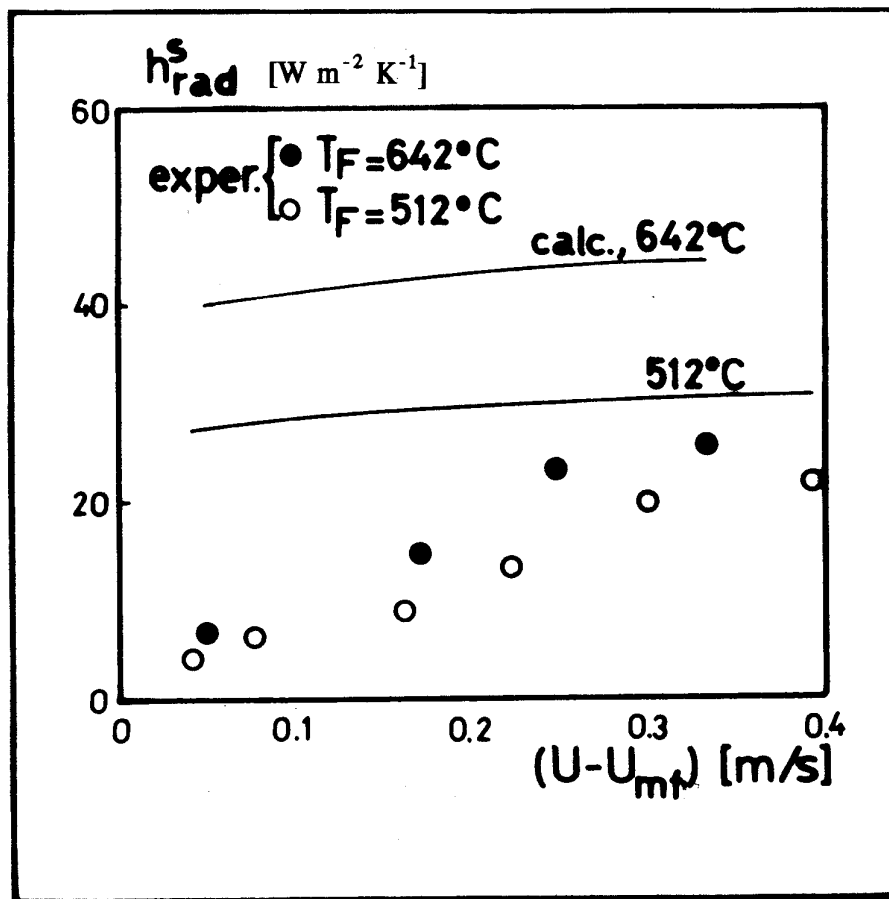


Fig. 7.6 Coeficientes radiantes en lechos de partículas de arena de $d_p = 0.751$ mm. Valores experimentales del trabajo de Mathur y Saxena [37] y predicciones del MME en función de la velocidad en exceso ($U - U_{mf}$).

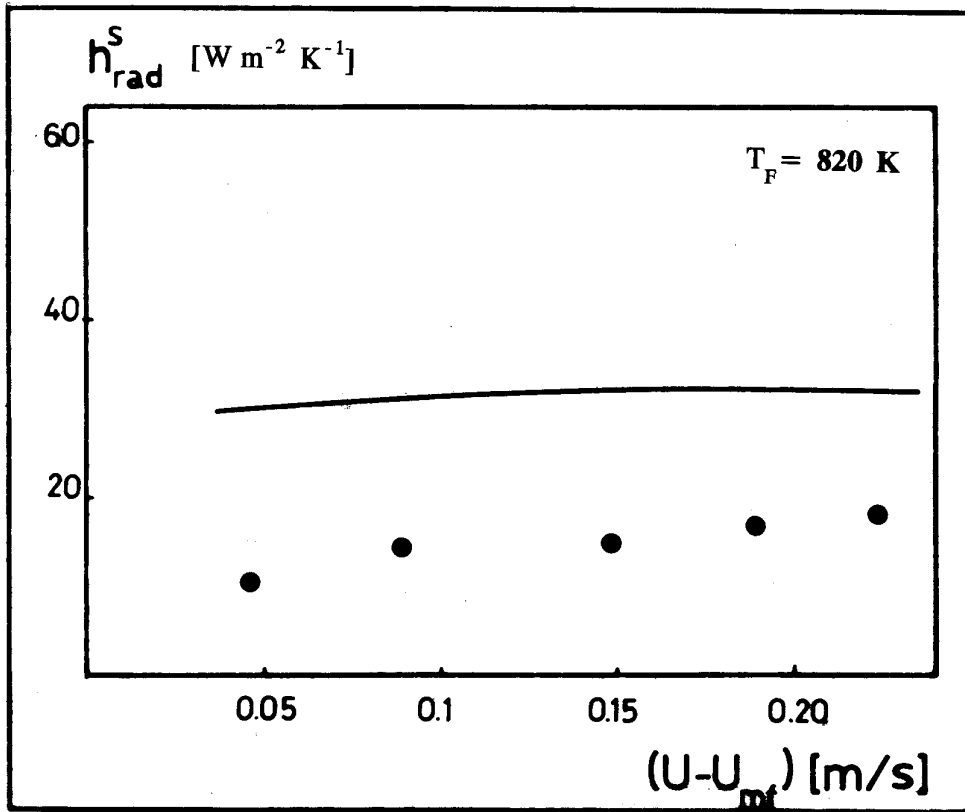


Fig. 7.7 Coeficientes radiantes en lechos de partículas de arena de $d_p = 0.559$ mm. Valores experimentales del trabajo de Mathur y Saxena [37] y predicciones del MME en función de la velocidad en exceso $(U - U_{mf})$.

- Experiencias de Il'chenko y colab. [161]

Estos autores midieron en sus experiencias los flujos de calor totales y radiantes con dos dispositivos diferentes.

Para cuantificar la contribución de la radiación se empleó también una sonda con una ventana de cuarzo, que transmitía la energía radiante hacia el interior de la sonda. Además por conducción permitía llegar el flujo no radiante procedente del lecho hacia un cilindro de cobre cuya superficie interna se encontraba altamente pulida. Sobre el fondo del cilindro se instaló un detector termoelectrónico que sólo recibió el flujo radiante ya que la superficie externa del cilindro se refrigeró adecuadamente con circulación de agua (fig. 7.8). Los autores reportan que la temperatura de la ventana fue

mantenida en el rango de temperaturas 100-200°C, mientras que se realizaron determinaciones para temperaturas del lecho que alcanzaron alrededor de 1400°C.

Los coeficientes totales fueron determinados mediante un dispositivo trabajando en forma similar al empleado por Mathur y Saxena [37] (parte inferior de la figura 7.5a).

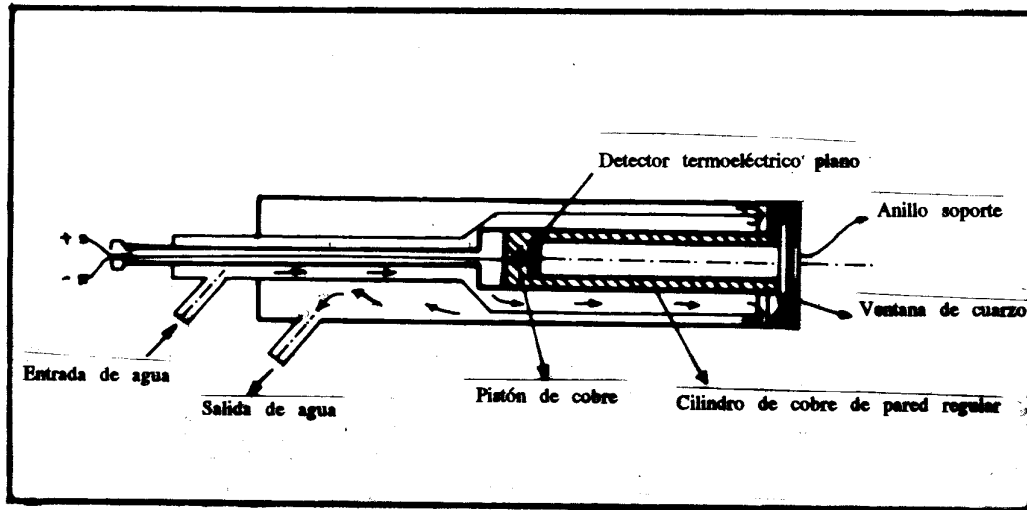


Fig. 7.8 Esquema de la sonda utilizada en las experiencias de Il'Chenko y colab. [161].

Baskakov y Goldobin (según señalan Ozkaynak y colab. [44]) analizaron la técnica experimental empleada por Il'chenko y colab. [161] y arribaron a la conclusión de que la temperatura de la ventana en realidad no fue uniforme, alcanzando en el centro de la misma valores mucho más altos que los reportados en [161]. En consecuencia, los valores de $h_{rad}(\text{exper.})$ deberían ser mayores que los correspondientes a $100 < T_w < 200^\circ\text{C}$, ya que las partículas deberían haber experimentado una caída de temperatura más leve. Aceptando que la temperatura de la ventana alcanza un nivel cercano al correspondiente al seno del lecho (T_F), puede esperarse un efecto muy poco importante de la velocidad de fluidización (que gobierna la frecuencia de renovación de los agregados en contacto con la superficie) sobre $h_{rad}(\text{exper.})$. Los resultados volcados en la figura 7.9, $h_{rad}(\text{exper.})$ en función de $(U-U_{mf})$ para partículas de ZrO_2 a temperatura $T_F = 950^\circ\text{C}$ parecen sustentar esta hipótesis.

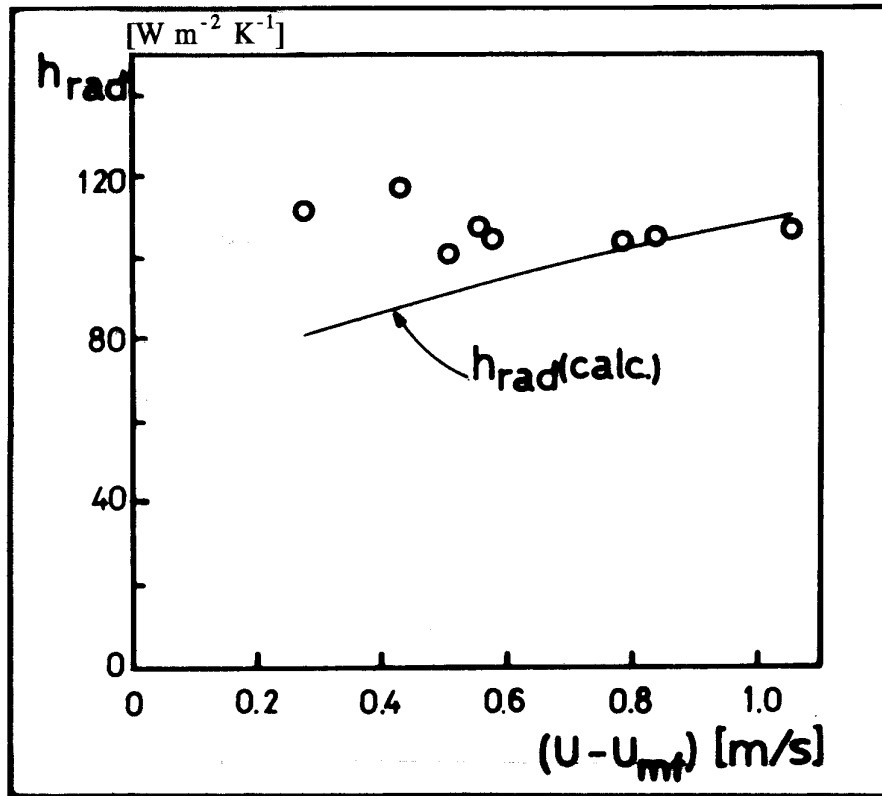


Fig. 7.9 Coeficientes radiantes para partículas de ZrO_2 ($d_p = 0.57$ mm) a $T_F = 1223$ K. Valores experimentales reportados por Il'Chenko y colab. [161] en función de $(U - U_{mf})$. Comparación con valores predichos por el MME.

En la figura 7.9 se incluyen también los valores de h_{rad} (calc.) predichos por el MME con $Nu_{wp} = 8$ y $T_w = 200^\circ C$. Puede observarse una concordancia aceptable entre los valores calculados y experimentales para la zona de mayores velocidades de fluidización, en la cual la frecuencia de renovación de los agregados es lo suficientemente alta como para reducir la caída de temperatura en las partículas.

Sobre la base de la conclusión precedente, el conjunto de datos para diferentes partículas y temperaturas de lecho presentados en el trabajo de Il'chenko y colab. [161] (para los cuales no se reporta el valor de la velocidad de fluidización U) se comparó con las predicciones del MME con una velocidad de fluidización relativamente alta, adoptándose para tal fin $(U - U_{mf}) = 0.45$ m/s. Los valores resultantes de h y h_{rad} para partículas de corundum, arena de río y ZrO_2 se resumen en la Tabla 7.8 y se grafican en la figura 7.10. Debe aclararse que los datos para

partículas de magnesia y chamotte no se han podido leer satisfactoriamente en la figura correspondiente (fig. 3 de la referencia [161]), por lo que no se incluyeron en la comparación.

En relación a los coeficientes totales, los valores predichos concuerdan aceptablemente con los experimentales para las partículas de ZrO_2 ($d_p = 0.57$ mm) y de arena ($d_p = 1$ mm), con una tendencia a mostrar menores diferencias conforme aumenta el valor de T_F .

Para las partículas de corundum ($d_p = 1.75$ mm), los coeficientes predichos, si bien presentan la misma tendencia mencionada, se observan diferencias mayores que las correspondientes a las partículas de menor tamaño. Tal como se señaló en la sección 7.2, la no consideración de h_g puede constituir una razón para esta mayor desviación de los coeficientes totales, especialmente para los valores más bajos de T_F .

El resultado de la comparación muestra una buena concordancia entre los valores experimentales y predichos de h_{rad} , con un error promedio resultante de $\bar{e} \% = 8.3$.

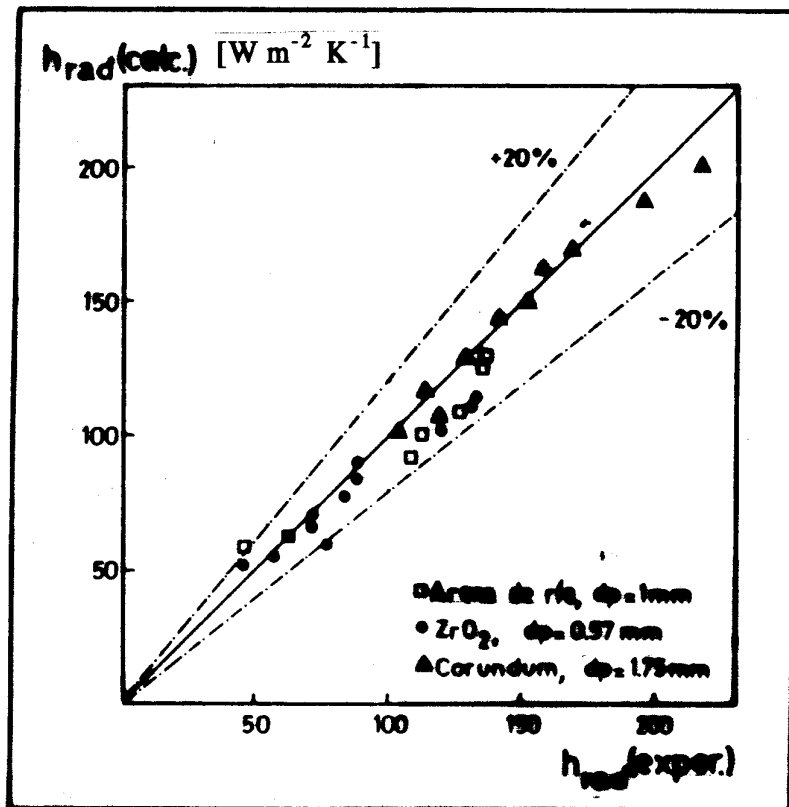


Fig. 7.10 Valores experimentales de h_{rad} reportados por Il'Chenko y colab. [161] vs $h_{rad}(calc.)$ predichos por el MME. Valor máximo de temperatura, $T_F = 1650$ K.

material: corundum, $d_p = 1.75 \text{ mm}$

T_F [K]	$h(\text{exper.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]	$h(\text{calc.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]	$h_{\text{rad}}(\text{exper.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]	$h_{\text{rad}}(\text{calc.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]
1225.9	459.63	270.89	103.62	101.72
1251.9	464.88	277.52	118.15	106.60
1300.0	446.27	290.21	112.48	116.04
1363.0	423.69	307.52	128.12	129.26
1422.2	413.04	324.57	140.14	142.59
1448.2	418.46	332.27	152.82	148.70
1500.0	401.23	348.10	156.79	161.42
1533.3	391.44	358.58	168.84	169.95
1600.0	423.30	380.30	195.23	187.87
1650.0	451.91	397.00	217.02	201.53

material: arena de río, $d_p = 1 \text{ mm}$

T_F [K]	$h(\text{exper.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]	$h(\text{calc.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]	$h_{\text{rad}}(\text{exper.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]	$h_{\text{rad}}(\text{calc.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]
825.2	437.44	284.28	45.45	58.71
856.9	422.19	291.43	62.54	62.12
1060.8	331.84	341.34	108.91	90.63
1115.7	347.06	355.93	112.05	100.09
1162.8	368.33	368.85	127.61	108.79
1245.1	358.83	392.37	134.72	125.32
1264.7	349.94	398.16	136.44	129.51

material: ZrO₂, $d_p = 0.57 \text{ mm}$

T_F [K]	$h(\text{exper.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]	$h(\text{calc.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]	$h_{\text{rad}}(\text{exper.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]	$h_{\text{rad}}(\text{calc.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]
919.6	683.15	437.47	44.80	52.12
947.1	664.68	443.98	59.08	54.77
990.2	700.13	454.33	77.36	59.21
1041.2	661.94	466.70	70.42	64.90
1088.2	637.31	478.30	71.53	70.58
1143.1	588.07	492.03	83.58	77.71
1186.3	555.31	503.01	89.75	83.69
1237.3	543.12	516.22	88.99	91.21
1307.8	506.78	534.94	119.81	102.40
1362.8	527.20	549.88	130.40	111.76
1378.4	526.91	554.22	132.56	114.54

Tabla 7.8 Comparación con resultados de Il'Chenko y colab. [161].

7.4.2 Experiencias utilizando calorímetros de alta y baja emisividad.

- Experiencias de Baskakov y colab. [25]

Baskakov y colab. [25] midieron la componente radiante del coeficiente de transferencia de calor siguiendo la velocidad de cambio de temperatura de dos calorímetros esféricos de metal, cuyas dimensiones garantizaban un valor uniforme de su temperatura. Uno de los calorímetros poseía una superficie oxidada con alta emisividad $\epsilon_w = 0.8$, mientras que el restante tenía una superficie de plata, con $\epsilon_w = 0.1$.

Los coeficientes totales (reportados mediante la relación $(h_{rad}(exper.)/h(exper.))$) corresponden a los valores obtenidos con la esfera oxidada, y la componente radiante fue estimada a partir de la diferencia entre las velocidades de transferencia de calor de ambos calorímetros. Se llevaron a cabo las experiencias en lechos con partículas de chamotte ($d_p = 0.35$ mm, $d_p = 0.650$ mm y $d_p = 1.25$ mm) a una temperatura promedio $T_F = 850^\circ\text{C}$. Debido a que los autores no informan el diámetro de las esferas se adoptó un valor de 30 mm, como dimensión de los calorímetros. Debe notarse que esta suposición no será relevante en la siguiente discusión.

La variable principal analizada en las experiencias de Baskakov y colab. [25] fue la temperatura de la superficie T_w , cuyos valores se hallaron en el intervalo $160 < T_w < 800^\circ\text{C}$.

Debido a que los autores no reportaron el valor de la velocidad de fluidización se consideró, en un primer análisis, que una vía razonable para comparar las velocidades de transferencia de calor radiante con las predicciones del MME consistiría en ajustar los valores de los coeficientes totales predichos $h(\text{calc.})$ a los valores experimentales $h(\text{exper.})$ mediante la adopción de un valor adecuado de la velocidad de fluidización. En tal sentido, no fue posible encontrar un único valor de U que posibilitara un ajuste adecuado, ya que la velocidad de aumento de $h(\text{exper.})$ con T_w es siempre mayor que la resultante para los valores predichos por el modelo. (Los valores de $h(\text{exper.})$ para $d_p = 0.35$ mm se grafican en la figura 7.12 en forma conjunta con datos de otro trabajo que se discutirán posteriormente).

Se utilizó, por lo tanto, un enfoque alternativo consistente en ajustar el valor del tiempo de contacto para cada valor de $h(\text{exper.})$. A tal fin se adoptó un valor de $Nu_{wp} = 12$, que fue el más adecuado en

el rango establecido por la ec. (3.29), y adicionalmente se supuso $f_B = 0.2$ y $d_B = 5\text{cm}$, valores usuales en la práctica. Los valores resultantes de tiempo de contacto evidenciaron una tendencia decreciente significativa con el aumento de T_w . Para las partículas de $d_p = 0.35\text{ mm}$, t_c debió variarse entre 0.16 y 1.08 s cuando T_w varió desde 170°C a 740°C . El rango correspondiente para partículas de $d_p = 1.25\text{ mm}$ fue $0.6 < t_c < 1.3\text{ s}$. Los valores se resumen junto a los resultados de h_{rad} , para $T_F = 1123\text{ K}$, en la Tabla 7.9. En la misma tabla se incluye el error relativo porcentual $E_h\%$, correspondiente al ajuste de los coeficientes totales $h(\text{calc.})$ con respecto a $h(\text{exper.})$.

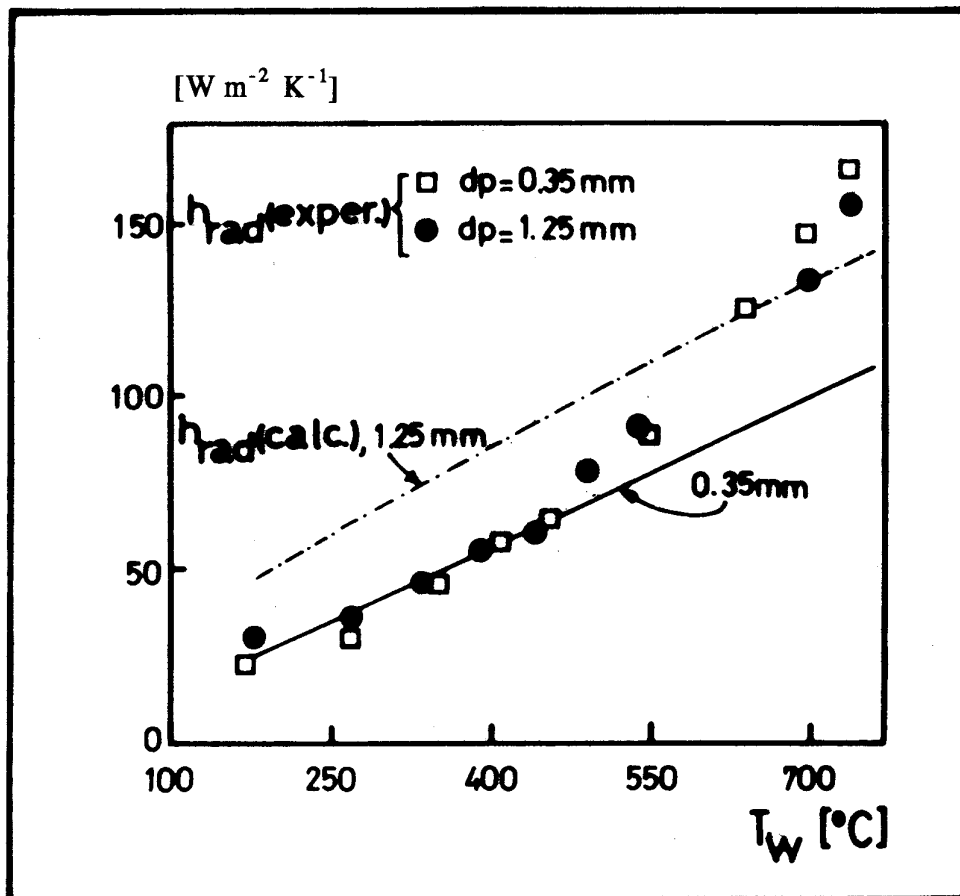


Fig. 7.11 Coeficientes radiantes para partículas de "chamotte" correspondientes a resultados de Baskakov [25] en función de T_w . Comparación con las predicciones del MME.

material: chamotte; $d_p = 0.35 \text{ mm}$

T_w [K]	$h(\text{exper.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]	E_h [%]	$h_{rad}(\text{exper.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]	$h_{rad}(\text{calc.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]	t_c [s]
443	394.26	0.42	23	28.347	1.08
543	448.80	0.31	30	34.533	0.90
623	598.50	1.03	45	44.255	0.54
683	680.90	1.20	57	53.495	0.38
728	757.68	1.62	64	60.0	0.33
823	878.00	0.64	88	73.400	0.28
913	1117.66	0.63	125	96.930	0.18
973	1121.20	1.46	146	106.730	0.17
1013	1141.19	2.71	165	115.0	0.16

material: chamotte; $d_p = 1.25 \text{ mm}$

T_w [K]	$h(\text{exper.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]	E_h [%]	$h_{rad}(\text{exper.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]	$h_{rad}(\text{calc.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]	t_c [s]
451	332.72	0.11	30.61	51.76	1.30
541	342.71	0.69	35.71	58.25	1.40
608	393.49	0.52	45.92	69.74	1.00
663	440.80	0.32	55.10	81.83	0.75
715	431.54	0.10	60.20	84.92	0.92
763	520.40	0.50	78.06	104.27	0.45
813	545.00	0.07	91.00	114.22	0.40
973	548.00	0.23	133.16	134.60	0.65
1013	572.30	0.01	155.10	144.65	0.60

Tabla 7.9 Comparación de resultados de Baskakov y colab. [25]. $T_F = 1123 \text{ K}$

La variación de t_c con T_w que se muestra para ambas partículas en la Tabla 7.9 podría ser causada por cambios fluidodinámicos originados en los diferentes valores que toma T_w . Si bien no se ha hallado en la bibliografía información específica relativa a este tipo de sonda sumergida (esférica), puede pensarse que alrededor de la misma se presenten fenómenos similares a los descritos por Gelperin y Einstein [52] para tubos horizontales sumergidos y que sobre el efecto de los mismos influyan las variaciones relativamente grandes de la diferencia de temperatura ($T_F - T_w$). Los citados

fenómenos consisten esencialmente en la formación de una cavidad con aire en la parte inferior del tubo sumergido (que también se producirá en el caso de la sonda esférica), mientras que en la parte superior se forma un montículo de partículas prácticamente estancas. No obstante, solo cabe realizar aquí una mención al respecto puesto que no existe evidencia experimental que soporte tal hipótesis.

Mediante el enfoque descrito se llevó a cabo la comparación entre los valores experimentales $h_{rad}(\text{exper.})$ y los calculados $h_{rad}(\text{calc.})$ para partículas de chamotte de $d_p = 0.35$ y 1.25 mm (Tabla 7.2). Los resultados se muestran en la figura 7.11. En conjunto, puede apreciarse una aceptable concordancia en los valores de h_{rad} , con un error promedio $\bar{e} \% = 27$. De todas formas, es evidente que a pesar de la diferencia significativa en los dos diámetros de partícula considerados, los valores experimentales no muestran influencia de d_p , mientras que sería esperable obtener valores menores de h_{rad} para las partículas de menor diámetro como consecuencia de una mayor caída de la temperatura de las partículas en contacto con la superficie de la sonda.

- Experiencias de Baskakov [162]

En la referencia [162] Baskakov reporta resultados más recientes, obtenidos con un calorímetro plano vertical (fig. 13.9, p.469 en [162]), para los cuales se especifica una velocidad de fluidización $U = 0.5$ m/s. Estos datos fueron obtenidos con partículas de alúmina de $d_p = 0.5$ y 7 mm. Los resultados de $h(\text{exper.})$ y $h_{rad}(\text{exper.})$ para las partículas de $d_p = 0.5$ mm se muestran en la figura 7.12, donde se los compara con las predicciones del modelo utilizando $Nu_{wp} = 8$, suponiendo para el calorímetro una geometría cuadrada de 50 mm de lado.

El modelo predice coeficientes $h(\text{calc.})$ algo mayores que los experimentales, aunque aún así pueden considerarse aceptables, con $\bar{e} \% = 16.6$. Como puede verse en la Tabla 7.10, se obtiene una muy buena concordancia entre los valores de $h_{rad}(\text{calc.})$ y $h_{rad}(\text{exper.})$ para este conjunto de datos ($\bar{e} \% = 8.3$).

$$T_F = 1073 \text{ K}$$

T_w [K]	$h(\text{exper.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]	$h(\text{calc.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]	$h_{\text{rad}}(\text{exper.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]	$h_{\text{rad}}(\text{calc.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]
400.0	365.22	456.37	47.83	45.64
453.3	373.21	472.03	49.56	49.42
506.7	378.26	487.89	52.17	53.62
553.3	400.00	501.96	69.57	57.65
613.3	404.35	520.33	65.22	63.35
660.0	408.70	534.85	65.21	68.22
706.7	426.09	549.60	79.13	73.48
760.0	452.10	566.73	99.93	80.00
800.0	452.17	579.80	99.17	85.25
860.0	452.18	599.77	96.23	93.75

$$T_F = 1473 \text{ K}$$

T_w [K]	$h(\text{exper.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]	$h(\text{calc.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]	$h_{\text{rad}}(\text{exper.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]	$h_{\text{rad}}(\text{calc.})$ [W m ⁻² K ⁻¹]
746.7	572.73	647.43	116.21	137.41
806.5	595.45	666.95	125.88	147.21
845.2	630.43	679.86	147.82	153.96
896.8	634.78	697.39	143.48	163.49
948.4	652.17	715.33	152.17	173.65
1006.5	682.61	735.99	168.97	185.82
1045.6	721.74	750.07	196.29	194.40
1090.3	739.13	766.80	198.22	204.89
1148.4	795.65	788.82	241.10	219.15
1213.3	813.04	814.15	244.86	236.17
1253.3	834.78	830.13	257.51	247.22

Tabla 7.10 Comparación con resultados de Baskakov [162]. Partículas de alúmina, $d_p = 0.5 \text{ mm}$.

Los resultados de $h(\text{exper.})$ para partículas de chamotte de $d_p = 0.35 \text{ mm}$ obtenidos con el calorímetro esférico descrito precedentemente (referencia [25]) se representan también en la figura 7.12. En ellos puede apreciarse una velocidad de crecimiento de $h(\text{exper.})$ con T_w mucho

mayor que la correspondiente a los datos obtenidos con el calorímetro plano. Esta consideración, señalada al describir el conjunto de resultados de Baskakov y colab. [25] puede indicar la presencia de un error específicamente introducido por la geometría del calorímetro.

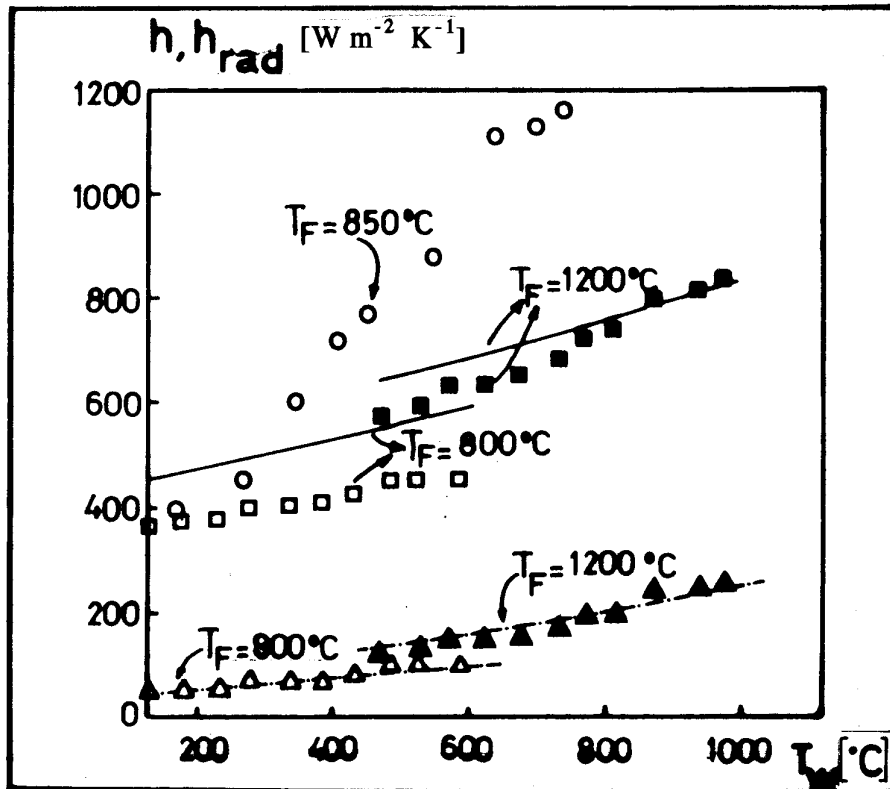


Fig. 7.12 Comparación de coeficientes totales y radiantes obtenidos en experiencias con calorímetros, Baskakov y colab. [25] y Baskakov [162]:

- : h (exper.), ref. [25], calorímetro esférico, partículas de "chamotte", $d_p = 0.35$ mm
- , ■ : h (exper.), ref. [162], calorímetro plano vertical, partículas de alúmina, $d_p = 0.5$ mm
- △, ▲ : h_{rad} (exper.), ref. [162], calorímetro plano vertical, partículas de alúmina, $d_p = 0.5$ mm

————: Coeficientes totales (MME); - - - - -: Componente radiante (MME)

7.4.3 Experiencias utilizando una fuente radiante externa

- Experiencias de Szekely y Fisher [163]

Szekely y Fisher [163] midieron la velocidad de transferencia de calor entre un cilindro de grafito externo calefaccionado eléctricamente a temperaturas $T_s = 600$ y 650 K y lechos fluidizados de

partículas de hierro ($d_p = 0.2$ mm), alúmina ($d_p = 0.3$ mm) y carburo de silicio ($d_p = 0.2$ mm).

El recipiente de vidrio que se utilizó como lecho se aisló completamente, excepto en una sección cilíndrica que permitió el intercambio de calor. Como se esquematiza en la figura 7.13, la zona anular comprendida entre el cilindro de grafito y el recipiente (lecho) fue atravesada permanentemente por una corriente de aire a velocidad suficiente para mantener la temperatura de la pared de vidrio (medida por termocuplas ubicadas entre la pared y el aislante en posiciones cercanas al área de transferencia, fig. 7.13) al mismo nivel térmico que el seno del lecho.

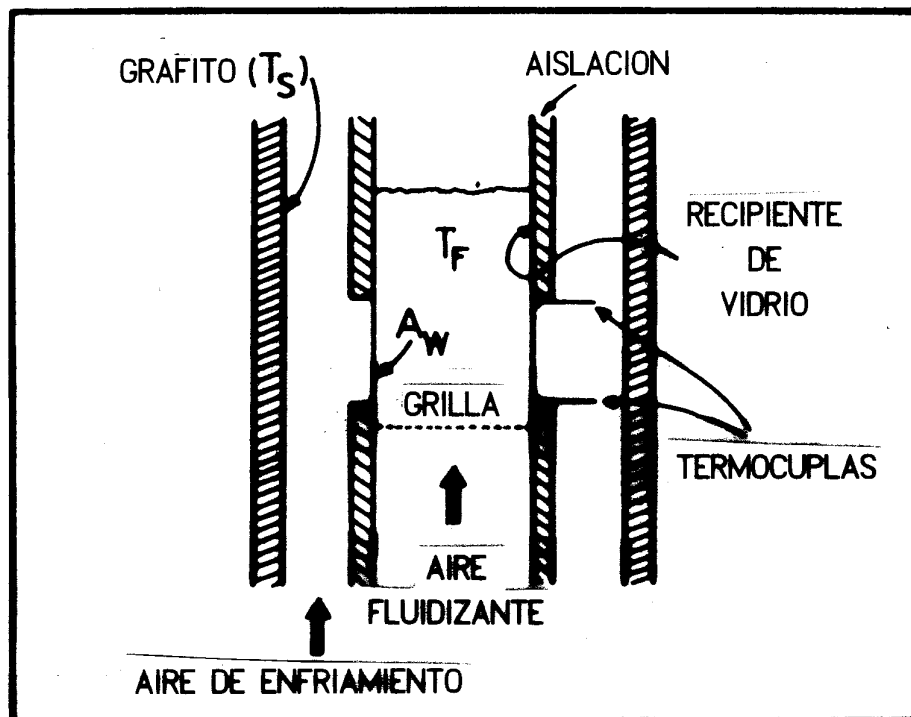


Fig. 7.13 Esquema de la instalación experimental utilizada por Szekely y Fisher [163].

El coeficiente de transferencia evaluado a partir de un balance global de energía para el gas fluidizante fue interpretado por los autores [162] como el valor correspondiente a la contribución radiante aislada, suponiendo que la temperatura de la zona de la pared del lecho expuesta a la radiación proveniente del cilindro de grafito permanecía en el mismo valor que el seno del lecho ($T_w = T_F$).

Tal como en los restantes trabajos, las características del sistema se resumen en la Tabla 7.3.

Los resultados experimentales para las partículas de

SiC y los valores predichos por el modelo suponiendo $T_w = T_F$ (con lo cual es aplicable la ecuación 7.9 con $\epsilon_s = 1$) se grafican en la figura 7.14.

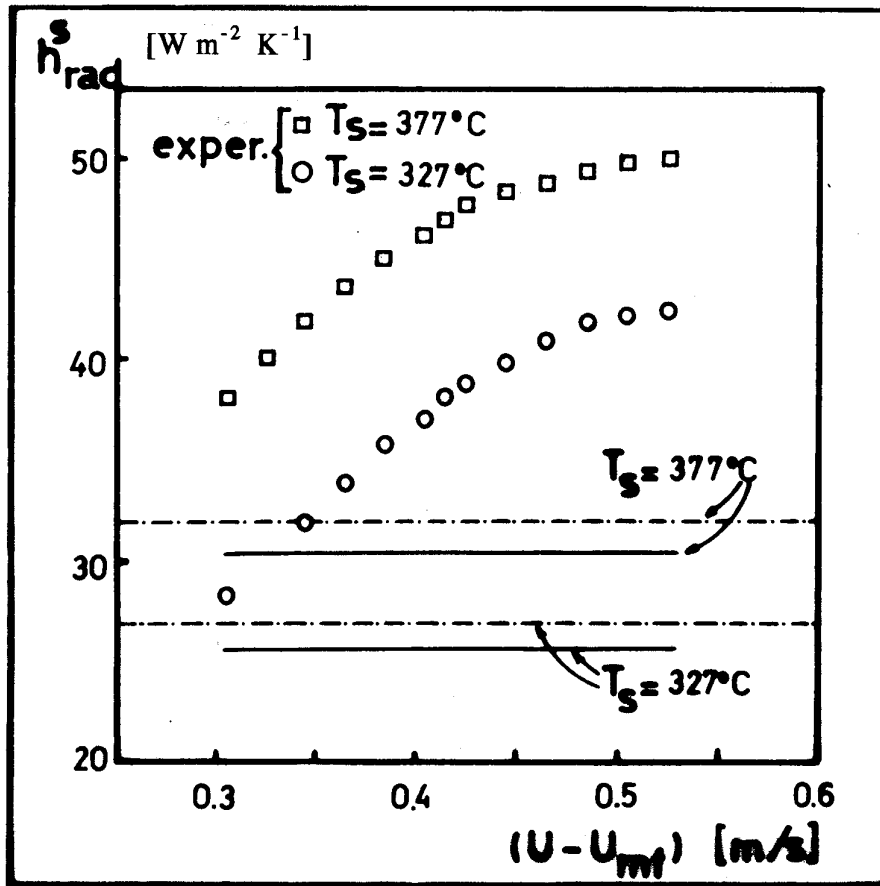


Fig. 7.14 Comparación de coeficientes radiantes predichos h_{rad} con datos experimentales de Szekely y Fisher [163].
 —————: predicciones del MME;
 - - - - -: coeficientes radiantes para superficies negras, $h_{rad,N}$.

Adicionalmente, se calcularon los coeficientes radiantes $h_{rad,N}$, dados por la expresión

$$h_{rad,N} = \sigma (T_s^2 + T_F^2) (T_s + T_F) \quad (7.12)$$

correspondientes al intercambio entre dos superficies negras a temperaturas T_s y T_F . En la figura 7.14 se incluyen los valores de $h_{rad,N}$ correspondientes a $T_s = 600-650$ K y $T_F = 363$ K (valor promedio del rango utilizado en las experiencias). El coeficiente $h_{rad,N}$ constituye el máximo valor posible para el coeficiente de transferencia de calor radiante. Puede observarse en la figura 7.14 que los valores experimentales son significativamente mayores que

$h_{\text{rad},N}$, para ambos valores de T_s . Idéntica situación se presenta cuando se efectúa el cálculo para las partículas de alúmina y de hierro.

Como resultado de la observación precedente, una comparación entre los valores $h_{\text{rad}}^s(\text{exper.})$ y $h_{\text{rad}}^s(\text{calc.})$ no tendrá relevancia ni constituirá un elemento válido para contrastar el modelo. A partir de los detalles experimentales dados por Szekely y Fisher [163], la única explicación que surge en principio para los valores anormalmente altos de $h_{\text{rad}}^s(\text{exper.})$ es que la temperatura de la zona de la pared del lecho expuesta a la radiación, T_w , pueda haber sido mayor que la indicada por las termocuplas posicionadas según se indica en la figura 7.13. La razón de este probable sobrecalentamiento puede residir en la existencia de transferencia de calor por convección desde la corriente de aire que fluía en el espacio anular entre el cilindro de grafito y el lecho.

Con el fin de analizar la hipótesis mencionada en el párrafo previo se realizaron cálculos utilizando el MME (con $Nu_{\text{wp}}=8$) en los cuales los valores de T_w se llevaron a niveles superiores a T_F . Como conclusión se obtuvo que diferencias ($T_w - T_F$) en el pequeño rango de 10-20°C llevan a obtener valores de la velocidad de transferencia de calor del mismo nivel que el producto ($h_{\text{rad}}(\text{exper.}) (T_s - T_F)$). La existencia de estos incrementos de temperatura parece muy probable, si se los contrasta con una fuerza impulsora total ($T_s - T_F$) que alcanza los valores 250-300 °C.

Debe señalarse que en los cálculos de aplicación del MME para estas experiencias se utilizaron las expresiones de Thring [26] (Tabla 7.2) para evaluar t_c y f_B . Estas correlaciones arrojan valores relativamente altos de t_c y bajos de f_B que son factibles sobre las paredes del recipiente como resultado de un bajo flujo local de burbujas.

7.4.4 Experiencias utilizando una sonda sobre la superficie libre del lecho

- Experiencias de Baskakov [162]

Baskakov [162] presenta también resultados obtenidos a partir de experiencias realizadas con una sonda ubicada por encima de la superficie libre del lecho (fig. 13.7a, p. 466 en [162]). En el trabajo no se

dan referencias sobre la naturaleza del dispositivo de medida del flujo instalado en la sonda. No obstante, se puede deducir que la circulación de una corriente de aire permite mantener la temperatura de las superficies interiores de la sonda a nivel ambiente. Debido a que no se utilizó ninguna ventana en el extremo de la sonda, el flujo radiante ingresaba directamente en la misma.

En estas condiciones, el flujo de calor medido corresponde a la radiación que proviene de la superficie libre del lecho mantenida a temperatura T_p , ya que cualquier otro mecanismo de transferencia estará minimizado por no existir contacto entre la sonda y las partículas del lecho. Los resultados de estas experiencias y los correspondientes a Kovensky [170] presentados por Baskakov [162], obtenidos por una técnica similar, se grafican en la figura 7.16 en términos de la emisividad de la superficie libre del lecho, ϵ_{SL} , en función de la emisividad de las partículas ϵ_p . Las Tablas 7.11 y 7.12 resumen los valores resultantes de la comparación con los dos conjuntos de experiencias mencionadas.

Teniendo en cuenta que toda la energía radiante procedente de la superficie libre del lecho que alcanza la abertura de la sonda es cuantificada por el medidor ubicado en el interior de la misma, la emisividad de la superficie libre del lecho ϵ_{SL} se define como:

$$\epsilon_{SL} = \frac{Q_R}{A_w \sigma T_F^4} \quad (7.13)$$

donde Q_R es la potencia medida por el radiómetro (en el interior de la sonda) y A_w es el área de la abertura de la sonda.

En el análisis realizado por el autor [162] no se establece diferencia alguna entre la emisividad de un lecho fluidizado hacia la ventana de un objeto sumergido a la misma temperatura (ϵ_{LI} , ec. 7.10) y la emisividad de la superficie libre, ϵ_{SL} .

La superficie libre del lecho presenta una estructura ondulada debido a la permanente erupción de burbujas, que se diferencia de la superficie plana expuesta a un objeto sumergido.

Como aproximación a la situación real, se propone aquí considerar a la superficie libre de un lecho fluidizado como un conjunto de cavidades hemisféricas (fig. 7.15). Considerando que el tamaño de estas cavidades puede considerarse menor que el correspondiente a la abertura de la sonda receptora de la radiación, la emisividad ϵ_{SL} puede estimarse en forma

aproximada mediante la expresión:

$$\epsilon_{SL} = \left[1 + 0.5 \left(\frac{1}{\epsilon_D} - 1 \right) \right]^{-1} \quad (7.14)$$

sobre la base de un razonamiento análogo al realizado para el intercambio de calor radiante entre las burbujas y un objeto sumergido en la sección 7.3.

Los resultados de la ecuación (7.14) se grafican en la figura 7.16 donde puede observarse que, a pesar de la dispersión que muestran los resultados experimentales (probablemente causada por la incertidumbre en los valores de emisividad de partícula y el efecto del comportamiento de la superficie libre del lecho), la ecuación (7.14) representa adecuadamente la tendencia promedio, siendo el error resultante $\bar{\epsilon} \% = 9.7$.

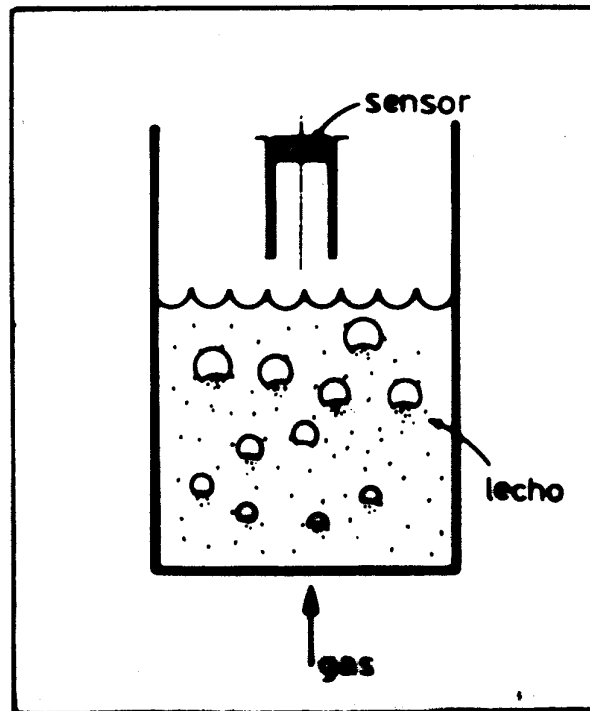


Fig. 7.15 Configuración adoptada para la superficie libre del lecho en la evaluación de ϵ_{SL} .

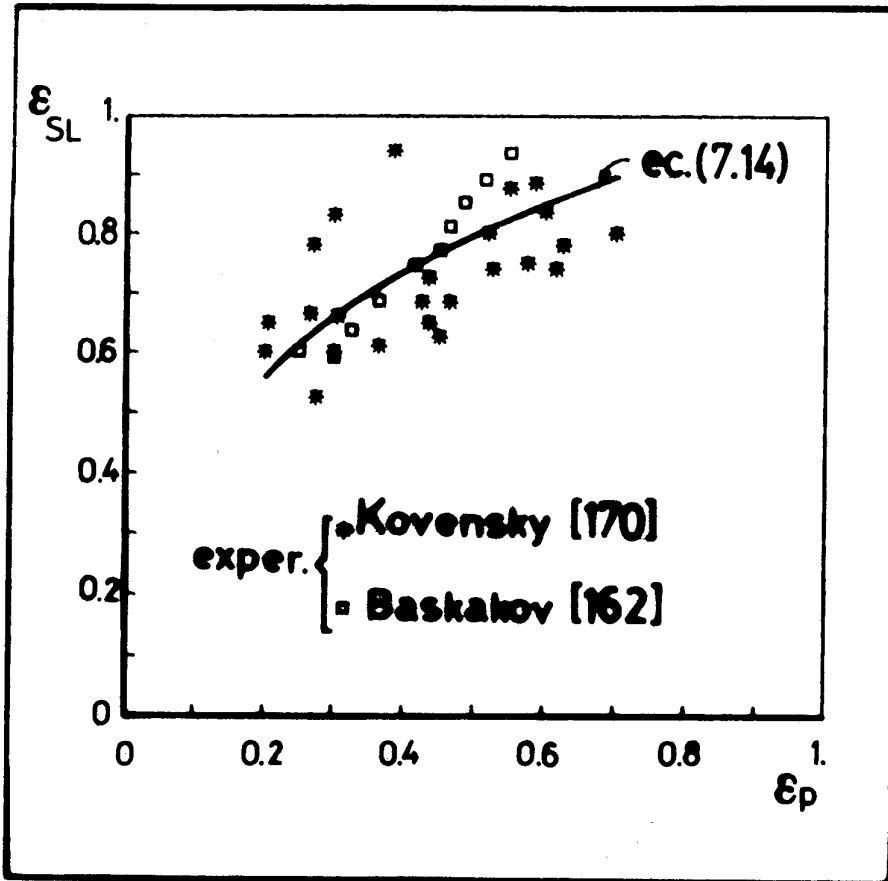


Fig. 7.16 Emisividad de la superficie libre del lecho, ϵ_{SL} en función de la emisividad de partícula, ϵ_p . Comparación de resultados obtenidos mediante la ec. (7.14) con datos experimentales de Baskakov [162] y Kovensky [170], citados en [162].

ϵ_p	ϵ_{SL} (exper.)	ϵ_{SL} (calc.)
0.250	0.600	0.612
0.300	0.590	0.657
0.325	0.635	0.677
0.365	0.685	0.708
0.415	0.745	0.742
0.450	0.770	0.765
0.465	0.810	0.774
0.485	0.850	0.786
0.515	0.890	0.803
0.550	0.935	0.822

Tabla 7.11 Comparación con resultados de Baskakov [162]

ϵ_p	ϵ_{SL} (exper.)	ϵ_{SL} (calc.)	ϵ_p	ϵ_{SL} (exper.)	ϵ_{SL} (calc.)
0.200	0.600	0.560	0.435	0.725	0.755
0.205	0.650	0.566	0.450	0.625	0.765
0.265	0.665	0.626	0.465	0.685	0.774
0.270	0.780	0.630	0.520	0.800	0.806
0.275	0.525	0.635	0.525	0.740	0.808
0.300	0.600	0.657	0.550	0.875	0.822
0.300	0.830	0.657	0.575	0.750	0.835
0.305	0.660	0.661	0.585	0.885	0.840
0.365	0.610	0.708	0.600	0.835	0.847
0.385	0.940	0.722	0.615	0.740	0.854
0.425	0.685	0.749	0.625	0.780	0.859
0.435	0.650	0.755	0.700	0.800	0.893

Tabla 7.12 Comparación con resultados de Kovensky [170].

7.4.5 Experiencias utilizando una ventana transparente a T_F

- Experiencias de Makhorin y colab. [168]

Makhorin y colab. [168] estudiaron el comportamiento

de un lecho fluidizado a alta temperatura mediante la utilización de una sonda sumergida con una ventana de zafiro mantenida a temperatura T_F .

Esta condición se obtuvo aislando cuidadosamente la pieza a la cual estaba fija la ventana del resto de la sonda, refrigerado por agua circulante. La mayor parte de los resultados y conclusiones reportados por los autores se obtuvo registrando la radiación proveniente del lecho en una película fotográfica. La inclusión de este trabajo para su comparación con los resultados predichos por el MME se basa en los datos reportados de ϵ_{LI} , emisividad del lecho isotérmico, (ec. 7.10).

Los resultados obtenidos de la ecuación (7.10) guardan una buena concordancia con los valores experimentales para $U > 1.2 U_{mf}$. Los cálculos se realizaron con los materiales para los cuales se dispuso del valor de ϵ_p , obteniéndose para los mismos $\bar{\epsilon} \% = 11.7$. La Tabla 7.13 muestra los valores de ϵ_{LI} resultantes, junto a los datos experimentales, para partículas de corundum de tres tamaños ($d_p = 0.375, 0.75$ y 1.5 mm) y magnesita ($d_p = 1.5$ mm) para los diferentes valores de velocidad de fluidización, U . Los mismos resultados se grafican en la figura 7.17. El lecho utilizado por los autores fue el mismo que el usado para otros estudios por Kharchenko y Makhorin [171], cuyas características se incluyen en la Tabla 7.3.

material: corundum; $d_p = 0.375$ mm			material: corundum; $d_p = 1.25$ mm		
$U - U_{mf}$	ϵ_{LI} (exper.)	ϵ_{LI} (calc.)	$U - U_{mf}$	ϵ_{LI} (exper.)	ϵ_{LI} (calc.)
0.016	0.740	0.605	0.130	0.641	0.626
0.052	0.747	0.614	1.114	0.676	0.712
0.066	0.782	0.616	1.443	0.635	0.751
0.107	0.785	0.622			
0.197	0.750	0.633			
material: corundum; $d_p = 0.75$ mm			material: magnesita; $d_p = 1.5$ mm		
$U - U_{mf}$	ϵ_{LI} (exper.)	ϵ_{LI} (calc.)	$U - U_{mf}$	ϵ_{LI} (exper.)	ϵ_{LI} (calc.)
0.121	0.629	0.626	1.196	0.83	0.783
0.616	0.641	0.662			

Tabla 7.13 Comparación con resultados de Makhorin y colab. [168].

$T_F = 1373$ K. Los valores de $(U - U_{mf})$ se dan en [m/s].

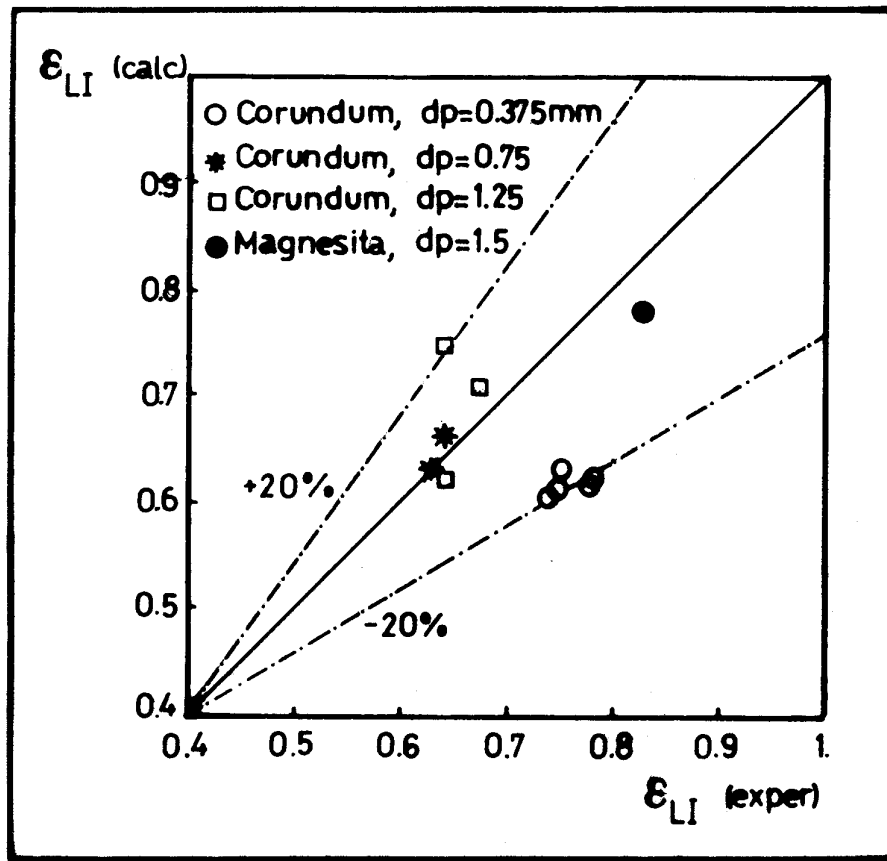


Fig. 7.17 Comparación entre resultados experimentales de Makhorin y colab. y valores de ϵ_{LI} (ec. 7.10).

$$T_F = 1373 \text{ K}$$

Es interesante notar que los resultados experimentales para partículas de 0.375 mm de corundum son consistentemente más altos que para los otros tamaños. Los valores de f_B obtenidos mediante la película fotográfica también son incluidos por los autores en el trabajo, pudiendo advertirse que para las partículas de 0.375 mm los mismos son particularmente grandes y significativamente mayores que los resultantes de la correlación de Bock (Tabla 6.4) utilizada en los cálculos del modelo. Esto puede constituir la causa de los altos valores reportados de ϵ_{LI} (exper.) para las mencionadas partículas, lo cual es una consecuencia de la mayor energía radiante que es transmitida hacia la ventana cuando la misma es rodeada por la cavidad constituida por la superficie interna de la burbuja.

7.5. Conclusiones

En este capítulo se ha utilizado el MME para evaluar velocidades de transferencia de calor radiante en la fase densa. El mismo, conjuntamente con una expresión propuesta para estimar la transferencia de calor radiante en las burbujas, permitió determinar la magnitud de la transferencia de calor radiante total entre el lecho fluidizado y superficies sumergidas. Los resultados así obtenidos se compararon con valores reportados de velocidad de transferencia de calor radiante en ocho contribuciones de diferente origen y metodología utilizada en las medidas (Tabla 7.1).

En los cálculos se utilizaron las expresiones desarrolladas en el Capítulo V para evaluar las propiedades radiantes de estrato lo cual permitió convalidar la aptitud de las mismas para interpretar la transferencia radiante, a través del MME, frente a resultados experimentales.

Especificadas las condiciones operativas, el MME puede predecir las velocidades de transferencia de calor utilizando un valor del coeficiente de transferencia sobre la pared para el sólido h_{wp} en el rango sugerido por Floris y Glicksman [95]. Debe puntualizarse que un valor de $Nu_{wp} = 8$ resultó adecuado para la mayoría de las experiencias analizadas, excepto para los datos de Baskakov y colab. [25] obtenidos mediante un calorímetro esférico (en cuyo caso fue necesario utilizar un valor de $Nu_{wp} = 12$). En esta forma el modelo ha permitido reproducir los valores de $h(\text{exper.})$ con un nivel de incertidumbre relativamente bajo, dado por el estrecho intervalo de variación aconsejado para Nu_{wp} en la relación (3.29).

El análisis de los trabajos que reportan datos experimentales evidencia importantes diferencias entre los mismos, desde el punto de vista de las técnicas experimentales, minuciosidad en la construcción de los instrumentos necesarios, elaboración de resultados a partir de medidas primarias y, fundamentalmente, descripción detallada de las condiciones experimentales y significado de los resultados reportados.

Por otro lado, el conjunto de datos experimentales utilizados cubre un amplio rango de las variables que afectan el intercambio de calor radiante: diámetro de partícula, desde 0.2 a 1.75 mm, velocidad de fluidización por sobre el valor mínimo ($U - U_{mf}$), desde valores cercanos a cero hasta 5-6 m/s, temperaturas de lecho y de pared de hasta 1400°C, y diferencias entre ellas desde cero hasta 1200°C.

Como puede observarse en la Tabla 7.2, los valores resultantes del error promedio $\bar{\epsilon} \%$ (ec. 7.9) son bajos para la mayoría de las comparaciones de los coeficientes predichos por el modelo con los resultados experimentales correspondientes. El valor de $\bar{\epsilon} \% = 27$ para el conjunto de datos reportados por Baskakov y colab. [25], puede aun ser considerado como un resultado aceptable, en vista de las incertidumbres existentes en relación a las condiciones experimentales del mismo.

Con respecto a los datos de Mathur y Saxena [37], se encontraron diferencias significativas entre los coeficientes experimentales y predichos. Se puntualizaron ciertos aspectos relacionados con las características constructivas de la sonda y la evaluación de resultados que constituyen probables causas de tales discrepancias.

El análisis de las experiencias de Szekely y Fisher [163] muestra que los flujos radiantes experimentales reportados por los autores exceden en alto grado a los correspondientes a la situación en que se adopte el comportamiento como cuerpo negro para el lecho y para el cilindro de grafito (fuente externa de energía radiante), lo que de acuerdo a la ley de Stefan - Boltzmann constituye el máximo intercambio posible. De esta forma, habiendo sido los coeficientes reportados inadecuadamente interpretados por los autores como componentes radiantes puras, toda comparación con este conjunto de datos será irrelevante.

Por lo expuesto, a excepción de los datos correspondientes a Mathur y Saxena [37] y Szekely y Fisher [163], el modelo ha mostrado su capacidad para predecir los coeficientes de **transferencia** de calor radiante con adecuada concordancia a los valores experimentales correspondientes. La magnitud de los errores obtenidos se encuadra probablemente en el mismo orden de magnitud de las incertidumbres experimentales, constituyendo una convalidación muy satisfactoria del uso del MME como herramienta predictiva.

CAPITULO VIII

CONCLUSIONES Y SUGERENCIAS

- 8.1 Significación de los objetivos alcanzados
- 8.2 Tareas realizadas y resultados obtenidos
- 8.3 Sugerencias para la continuación de la investigación en el tema

CAPITULO VIII

CONCLUSIONES Y SUGERENCIAS

"Sólo después de finalizar el emprendimiento se aprende cómo se lo debió iniciar".

Blas Pascal

8.1 Significación de los objetivos alcanzados

La formulación y resolución del modelo de múltiples estratos (MME) ha permitido generar una vía para la predicción de la velocidad de transferencia de calor entre la fase densa de un lecho fluidizado y una superficie sumergida. Dadas las características del modelo, que incluye los efectos de todos los mecanismos actuantes en el proceso global, el mismo constituye una herramienta versátil para su utilización frente a diferentes condiciones de operación, ya sea con fines de diseño o análisis.

Evaluando la contribución de la fase densa a la transferencia de calor mediante el MME, y utilizando las expresiones propuestas para la fase burbuja: $h_{g,B}$ (Cap. IV) y $h_{rad,B}$ (Cap. VII) se dispone de una herramienta que, haciendo uso de las expresiones dadas en los Capítulos III, IV y V para los parámetros térmicos efectivos, radiantes y estructurales, y de correlaciones adecuadas para los parámetros fluidodinámicos, permite calcular el coeficiente global de transferencia de calor h , así como sus componentes h_p , h_g y h_{rad} .

La comparación de los valores de velocidad de transferencia obtenidos a partir del MME con datos experimentales, llevada a cabo en los Capítulos IV y VII para condiciones completamente diferentes resultó completamente satisfactoria.

Las significativas diferencias halladas entre las componentes radiantes predichas por el MME y un modelo pseudo-continuo (MSC) para los valores usuales de tiempo de contacto determinan que el uso de éste último para analizar datos experimentales y ajustar parámetros efectivos pueda conducir a errores considerables en los mismos.

Los objetivos alcanzados revisten la originalidad de

no haber excluido ninguno de los mecanismos potencialmente responsables de la transferencia de calor. La comparación de los valores de velocidad de transferencia obtenidos a partir del MME con datos experimentales (Capítulos IV y VII) convalida la capacidad predictiva del modelo propuesto frente a condiciones donde las dos contribuciones que se enfatizaron en esta Tesis, la correspondiente al gas y al transporte radiante, son relevantes.

8.2 Tareas realizadas y resultados obtenidos

La labor realizada puede sintetizarse puntualizando las distintas etapas cumplidas:

- Estudio crítico de los fenómenos fluidodinámicos y térmicos que rigen el comportamiento de un lecho fluidizado por gas, especialmente orientado hacia el proceso de transferencia de calor en superficies sumergidas. El análisis y descripción correspondiente se vuelca en el Capítulo II.
- Revisión, discriminación y clasificación de los modelos existentes en bibliografía para la predicción del coeficiente de transferencia total para la fase densa, h_{D} , y sus componentes $h_{p,D}$, $h_{g,D}$ y $h_{rad,D}$. Los contenidos del Capítulo III muestran la elaboración realizada.
- Planteo y formulación de un modelo mecanístico (de tipo discontinuo, de estratos) (MME) para la evaluación de la velocidad de transferencia de calor entre la fase densa y la pared de superficies sumergidas, considerando simultáneamente todos los mecanismos que permiten definir las componentes $h_{p,D}$, $h_{g,D}$ y $h_{rad,D}$.
- Revisión y discusión de la naturaleza y predicción del coeficiente de transferencia sobre la pared para el sólido, h_{wp} .
- Aplicación del MME para partículas "grandes", generando una expresión para la evaluación de $h_{g,D}$ en tal situación. La misma se obtuvo por resolución aproximada del balance de energía para el gas utilizando la Transformada de Laplace. El coeficiente h_g se evaluó luego de proponer una expresión para la componente debida a las burbujas $h_{g,B}$, considerándola conjuntamente con $h_{g,D}$. Se seleccionaron correlaciones para la evaluación de los parámetros térmicos efectivos del gas, h_{wg} , h_{pg} , k_{eg} , en base a expresiones existentes correspondientes a lechos fijos.
- Desarrollo de un planteo y metodología para evaluar el transporte radiante en la fase densa, generando expresiones para la evaluación de las propiedades

radiantes de estrato, a_L , r_L y t_L , de utilización directa en el MME. Dichas propiedades se aplicaron para la evaluación de magnitudes características como absorptividades de lecho y transmisividades globales, para la comparación de resultados con expresiones de otros autores derivadas de modelos diferentes.

- Planteo y formulación de una vía aproximada para la resolución del MME en el campo transformado de Laplace en un caso general (conceptualmente análoga a la desarrollada para la situación particular analizada en el Capítulo IV).
- Comparación de los resultados de la aproximación con los obtenidos de la resolución numérica de las ecuaciones originales del MME para la situación donde los mecanismos que prevalecen son la conducción en el sólido y la radiación acoplados.
- Comparación del comportamiento del MME con un modelo pseudo-continuo de uso frecuente en la bibliografía.
- Comparación de velocidades de transferencia de calor radiante cuantificadas a través de h_{rad} , con resultados experimentales. Los coeficientes h_{rad} fueron obtenidos a partir de la solución aproximada del MME ($h_{rad,D}$) y de la expresión propuesta en el Capítulo VII para estimar $h_{rad,B}$. Los resultados experimentales fueron extraídos de ocho trabajos hallados en bibliografía que utilizan diferentes metodologías y técnica experimental.

Los resultados obtenidos son altamente satisfactorios, permitiendo recomendar la utilización de las ecuaciones dadas en:

- Capítulo VI para la componente $h_{p,D}$
- Capítulo VI para la componente $h_{g,D}$
- Capítulo VI para la componente $h_{rad,D}$
- Capítulo IV para la componente $h_{g,B}$
- Capítulo VII para la componente $h_{rad,B}$

evaluando los parámetros térmicos efectivos mediante las expresiones incluidas en:

- Capítulo III para h_{wp} y h_L ,
- Capítulo IV para h_{wg} , h_{pg} y k_{eg} ,
- Capítulo V para a_L , r_L y t_L ,

y los parámetros estructurales Δ y n_p de acuerdo a las relaciones dadas en el Capítulo V para la configuración espacial A.

En cuanto a t_c y f_b , pueden utilizarse las correlaciones de Bock [24], Tabla 6.4, aunque no en forma excluyente.

8.3 Sugerencias para la continuación de la investigación en el tema

En base al análisis y a las conclusiones obtenidas en este trabajo pueden señalarse algunos aspectos que podrían constituir la esencia de futuras actividades.

Un tópico muy importante que puede abordarse es una investigación experimental minuciosa del coeficiente h_{wp} . En tal sentido, una potencial actividad estaría centrada en diseñar y construir un dispositivo (sobre la base del utilizado por Floris y Glicksman [95]) para la determinación de Nu_{wp} en un extenso conjunto de sólidos diversos y aplicar los resultados en la evaluación de velocidades de transferencia de calor en lechos fluidizados en los que se utilicen las mismas partículas. Esto permitirá disminuir la incertidumbre en los valores de h_{wp} considerablemente.

Por otra parte, si bien las propiedades radiantes a_L , r_L y t_L , correlacionadas con n_p (o δ_D), Capítulo V, se determinaron rigurosamente para partículas con reflexión difusa (que constituyen la mayor parte de los sólidos de interés en los procesos llevados a cabo en lechos fluidizados), un estudio experimental destinado a la evaluación de la porosidad δ_D o de n_p en las cercanías de la pared específicamente en lechos fluidizados aportaría información de gran valor; en el mismo sentido puede considerarse muy conveniente el análisis experimental de la determinación de f_b y t_c (parámetros que presentan significativa dispersión en las correlaciones halladas en bibliografía).

Adicionalmente, sería deseable desarrollar una instalación experimental adecuada para poder realizar medidas de velocidad de transferencia de calor en condiciones en que h_p , h_g y h_{rad} presenten magnitudes similares, tales como fluidización de partículas de tamaño intermedio a altas temperaturas y presiones elevadas. Datos así obtenidos convalidarían definitivamente el comportamiento del MME.

Finalmente, una instalación cuidadosamente diseñada para operar a altas temperaturas y los sensores adecuados harían factible la eliminación de la incertidumbre hallada en los trabajos de algunos autores para la cuantificación del intercambio de calor radiante.

REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS

- [1] J. COUDERC, "Incipient fluidization and particulate systems", en *Fluidization*, J. F. Davidson, R. Clift y D. Harrison Eds., Cap. 1, pp. 1- 46, 1985.
- [2] S. ERGUN, *Chem. Eng. Prog.*, **48**, 89, 1952.
- [3] J. BAEYENS y D. GELDART, "Predictive calculations of flow parameters in gas-fluidized beds and fluidization behaviour of various powders", *Proc. Int. Symp. Fluidization and its Applications*, Toulouse, Sté. Chimie Industrielle, p. 263, 1974. pressures of up to 20 bar".
- [4] G. F. BARRETO, "Behaviour of beds of fine powders fluidized by gases at pressures of up to 20 bar". Ph.D. Thesis, University of London, Londres, Inglaterra, 1984.
- [5] R. JACKSON, "Fluid mechanical theory", en *Fluidization*, J. F. Davidson, y D. Harrison Eds., Cap. 3, pp. 65-119, 1971.
- [6] P. N. ROWE, *Chemistry & Industry*, No. 12, p. 424, 1978.
- [7] P. N. ROWE, "Experimental properties of bubbles", en *Fluidization*, J. F. Davidson, y D. Harrison Eds., Cap. 4, pp.121-191, 1971.
- [8] R. CLIFT y J. R. GRACE, "Continuous bubbling and slugging", en *Fluidization*, J. F. Davidson, R. Clift y D. Harrison Eds., Cap. 3, pp.73-132, 1985.
- [9] R. D. TOOMEY y H. F. JOHNSTONE, "Gaseous fluidization of solid particles", *Chem. Eng. Prog.*, **48**, p. 220, 1952.
- [10] J. R. GRACE y R. CLIFT, *Chem. Eng. Sci.*, **29**, p. 327, 1974
- [11] K. HILLIGARDT y J. WERTHER, "Local bubble hold-up and expansion of gas- solid fluidized beds", *Chemie-Ingr-Tech.*, **57**, p. 622, 1985
- [12] R. C. DARTON, R. D. LaNAUZE, J. F. DAVIDSON y D. HARRISON, "Bubble growth due to coalescence in fluidized beds", *Trans. Inst. Chem. Eng.*, **55**, p. 274, 1977.
- [13] M. PELL, *Handbook of Powder Technology*, Vol. 8: "Gas Fluidization", Elsevier Science Publishers, 1990.
- [14] A. B. WHITEHEAD, "Distributor characteristics and bed properties", en *Fluidization*, J.F. Davidson, R. Clift y D. Harrison Eds., Cap. 5, pp. 173-199, 1985.

- [15] J. WERTHER, "Influence of the bed diameter on the hydrodynamics of gas fluidized beds", *AICHE Symp. Ser.*, **70**, 141, p. 53, 1974.
- [16] K. KAWANISHI y M. YAMASAKI, "Structure of emulsion phase in fluidized beds", *Preprints of the 4th. Int. Conf. on fluidization, Kashikojima, Japón*, p. 1.5, 1983.
- [17] A. MATHUR, S. C. SAXENA y A. CHAO, *Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev.*, **25**, p. 156, 1986.
- [18] H. S. MICKLEY y D. F. FAIRBANKS, "Mechanisms of heat transfer to fluidized beds", *AICHE J.*, **1**, 3, pp 374-384, 1955.
- [19] L. B. KOPPEL, R. D. PATEL y J. T. HOLMES, "Statistical models for surface renewal in heat and mass transfer; Part. I: Dependence of average transport coefficients on age distribution", *AICHE Jl.*, **12**, 5, pp. 941-946, 1966.
- [20] idem 19. "Part. II: Techniques for measurement of age distribution at transport surfaces", *AICHE Jl.*, **12**, 5, pp. 947-955, 1966.
- [21] idem 19. "Part. III: Residence times and age distributions at wall surface of a fluidized bed, application of spectral density", *AICHE Jl.*, **16**, 3, pp. 456-464, 1970.
- [22] idem 19. "Part. IV: Wall to fluidized bed heat transfer coefficients", *AICHE Jl.*, **16**, 3, pp. 464-471, 1970.
- [23] I. H. FARINA, G. F. BARRETO y O. A. FERRETTI, "Introducción al diseño de reactores", Editorial Universitaria de Buenos Aires, 1986.
- [24] H. J. BOCK, "Heat transfer in fluidized beds", *Reprints of the 4th. Int. Conf. on Fluidization, Kashikojima, Japón*, p. 5.2, 1983.
- [25] A. P. BASKAKOV, B. V. BERG, O. K. VITT, N. F. FILIPPOVSKY, V. KIRAKOSYAN, J. M. GOLDOBIN y V. K. MASKAEV, "Heat transfer to objects immersed in fluidized beds", *Powder Technol.*, **8**, 273-282, 1973.
- [26] R. H. THRING, "Fluidized bed combustion for the stirling engine", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **20**, pp. 911-918, 1977.
- [27] T. F. OZKAYNAK y J. C. CHEN, "Emulsion phase residence time and its use in heat transfer models in fluidized beds", *AICHE Jl.*, **26**, 4, pp. 544-550, 1980.
- [28] K. YOSHIDA, D. KUNII y O. LEVENSPIEL, "Heat transfer mechanisms between wall surface and fluidized bed", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **12**, pp. 529 - 536, 1969.

- [29] K. YOSHIDA, T. UENO y D. KUNII, "Mechanism of bed-wall heat transfer in a fluidized bed at high temperature", *Chem. Eng. Sci.*, **29**, pp. 77-82, 1974.
- [30] D. KUNII y O. LEVENSPIEL, "A general equation for the heat-transfer coefficient at wall surfaces of gas/solid contactors", *Ind. Eng. Chem. Res.*, **30**, pp. 136-141, 1991.
- [31] P. CHEN y D. C. T. PEI, "A model of heat transfer between fluidized beds and immersed surfaces", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **28**, pp. 675-682, 1985.
- [32] V. A. BORODULYA, V. I. KOVENSKY y K. E. MAKHORIN, "Fluidized bed radiative heat transfer", *Preprints of the 4th. Int. Conf. on Fluidization, Kashikojima, Japón*, pp. 5-9-1/ 5-9- 9, 1983.
- [33] Y. FLITRIS, G. FLAMANT y P. HATZIKONSTANTINOY, "Wall-to-fluidized bed radiative heat transfer analysis using the particle model", *Chem. Eng. Comm.*, **72**, pp. 187-199, 1988.
- [34] D. GLOSKI, L. GLICKSMAN y N. DECKER, "Thermal resistance at a surface in contact with fluidized bed particles", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **27**, 4, pp. 599-610, 1984.
- [35] H. MARTIN, "Heat transfer between gas fluidized beds of solid particles and the surfaces of immersed exchanger elements", Part I, *Chem. Eng. Proces.*, **18**, pp. 157-169, 1984. Part II, *Chem. Eng. Proces.*, **18**, pp. 199- 223, 1984.
- [36] A. M. XAVIER, "Heat transfer between a fluidized bed and a surface", *Ph. D. Thesis, University of Cambridge, Inglaterra*, 1977.
- [37] A. MATHUR y S. C. SAXENA, "Total and radiative heat transfer to immersed surface in a gas fluidized bed", *AIChE Jl.*, **33**, 7, pp. 1124-1134, 1987.
- [38] S. YAGI and D. KUNII, "Studies on effective thermal conductivities in packed beds", *AIChE Jl.*, **3**, pp. 373-381, 1957.
- [39] N. O. LEMCOFF, S. I. PEREIRA DUARTE y O. M. MARTINEZ, "Heat Transfer in Packed Beds", *Reviews in Chem. Eng.*, **6**, pp. 229-292, 1990.
- [40] W. R. FUNDAMENSKI y P. J. GIERSZEWSKI, "Comparison of correlations for heat transfer in sphere-pac beds", *Canadian Fusion Fuels Technology Project (CFFTP), G-9181, Ontario, Canadá*, 1991.
- [41] W. R. FUNDAMENSKI y P. J. GIERSZEWSKI, "Heat Transfer correlations for packed beds", *Preprint of the 10th. Topical Meeting on Technology of Fusion Energy, Boston, Estados Unidos de América*, 1992.

- [42] G. FLAMANT, N. FATAH e Y. FLITRIS, "Wall-to-bed heat transfer in gas-solid fluidized beds: prediction of heat transfer regimes, *Powder Technol.*, **69**, pp. 223-230, 1992.
- [43] J. S. M. BOTERILL, Y. TEOMAN y K. R. YUREGIR, "Temperature effects on the heat transfer behaviour of gas fluidized beds", *AIChE Symp. Ser.*, **77**, 208, pp. 330-340, 1981.
- [44] T. F. OZKAYNAK, J. C. CHEN y T. R. FRANKENFIELD, "Heat transfer in high temperature fluidized beds", TS-818, Institute of Thermo-Fluid Engineering and Science, Lehigh University, Bethlehem, Estados Unidos de América.
- [45] G. FLAMANT y G. ARNAUD, "Analyse et modélisation du transfert de chaleur entre une paroi et un lit fluidisé à haute température", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **27**, 10, pp. 1725-1735, 1984.
- [46] M. LEVA, M. WEINTRAMB y M. GRUMMER, "Heat transmission through fluidized beds of fine particles", *Chem. Eng. Prog.*, **45**, p. 563, 1949.
- [47] O. LEVENSPIEL y J. S. WALTON, "Bed-wall heat transfer in fluidized beds of fine particles", *Chem. Eng. Prog. Symp. Series*, **50**, p. 9, 1, 1954.
- [48] E. WICKE y F. FETTING, *Chemie - Ing. - Techn.*, **26**, 301, 1954
- [49] D. T. WASAN y M. S. AHLUWALIA, "Consecutive film and surface renewal mechanism for Heat and mass transfer from a wall", *Chem. Eng. Sci.* **24**, 1, p. 535, 1969.
- [50] E. N. ZIEGLER y W. T. BRAZELTON, "Mechanism of heat transfer to a fixed surface in a fluidized bed", *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, **3**, pp. 94-98, 1964.
- [51] T. H. CHILTON y P. A. COLBURN, *Ind. Engng. Chem.*, **26**, p. 1183, 1934.
- [52] N. I. GELPERIN y V. G. EINSTEIN, "Heat Transfer in Fluidized Beds", en *Fluidization*, J.F. Davidson, y D. Harrison Eds., Cap. 10, pp. 471-568, 1971.
- [53] S. C. SAXENA, "Heat transfer between immersed surfaces and gas-fluidized beds", *Advances in Heat Transfer*, **19**, pp. 97-190, 1989.
- [54] S. C. SAXENA, N. S. GREWAL, J. D. GABOR, S. S. ZABRODSKY y D. M. GALERSHTEIN, "Heat transfer between a gas-fluidized bed and immersed tubes, *Advances in Heat Transfer*, **14**, pp. 149-247, 1975.
- [55] P. DANCKWERTS, "Significance of liquid film coefficient in gas absorption", *Ind. Engng. Chem.*, **43**, pp. 1460-1467, 1951.

- [56] A. P. BASKAKOV, "The mechanism of heat transfer between a fluidized bed and a surface", *Int. Chem. Eng.*, **4**, 2, pp. 320-324, 1964.
- [57] H. L. TOOR y J. M. MARCHELLO, "Film-penetration model for mass and heat transfer", *AIChE Jl.*, **4**, pp. 97-101, 1958.
- [58] J. KUBIE, "Heat transfer between gas fluidized beds and immersed surfaces", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **28**, 7, pp. 1345-1353, 1985.
- [59] J. KUBIE y J. BROUGHTON, "A model of heat transfer in gas fluidized beds", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **18**, pp. 289-299, 1975.
- [60] N. K. HARAKAS y K. O. BEATTY, *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.*, **59**, 41, 122, 1963.
- [61] R. CHANDRAN y J. C. CHEN, "A heat transfer model for tubes immersed in gas fluidized beds", *AIChE Jl.*, **31**, pp. 244-252, 1985.
- [62] J. S. M. BOTTERILL y J. R. WILLIAMS, "The mechanism of heat transfer to gas-fluidized beds", *Trans. Instn. Chem. Engrs.*, **41**, p. 217, 1963.
- [63] J. S. M. BOTTERILL y M. H. D. BUTT, "Achieving high heat transfer rates in fluidised beds", *British Chem. Eng.*, **13**, 7, pp. 1000-1004, 1968.
- [64] B. T. F. CHUNG, L. T. FAN y C. L. HWANG, "A model of heat transfer in fluidized beds", *Journal of Heat Transfer*, pp. 105-110, 1972.
- [65] E. N. ZIEGLER, L. B. KOPPEL y W. T. BRAZELTON, "Effects of solid thermal Properties on heat transfer to gas fluidized beds", *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, **3**, pp. 324-328, 1964.
- [66] J. D. GABOR, "Wall-to-bed heat transfer in fluidized and packed beds", *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.*, **66**, 105, pp. 76-85, 1970.
- [67] A. K. KOLAR, N. S. GREWAL, S. C. SAXENA y J. D. GABOR, "On Gabor's Alternate-Slab Model", *Numerical Heat Transfer*, **1**, pp. 424-430, 1978.
- [68] A. P. BASKAKOV y V. M. SUPRUN, "Determination of the convective component of the heat transfer coefficient to a gas in a fluidized bed", *Int. Chem. Engng.*, **12**, 2, pp. 324-326, 1972.
- [69] J. D. GABOR, "Heat transfer to particle beds with gas flows less than or equal to that required for incipient fluidization", *Chem. Eng. Sci.*, **25**, pp. 979-984, 1970.

- [70] D. L. SWIFT, "The thermal conductivity of spherical metal powders including the effect of an oxide coating", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **9**, p. 1061, 1966.
- [71] A. M. XAVIER y J. F. DAVIDSON, "Heat transfer to surfaces immersed in fluidized beds, particularly tube arrays", en *Fluidization*, J. F. Davidson y D. L. Keairns Eds., Cambridge University Press, pp. 333-338, 1978.
- [72] G. F. BARRETO, A. LANCIA y G. VOLPICELLI, "Heat transfer and fluid dynamic characteristics of gas-fluidized beds under pressure", *Powder Technol.*, **46**, pp. 155-166, 1986.
- [73] J. S. M. BOTTERILL y A. O. O. DENLOYE, "A theoretical model of heat transfer to a packed or quiescent fluidized bed", *Chem. Eng. Sci.*, **33**, pp. 509-515, 1978.
- [74] V. L. GANZHA, S. N. UPADHYAY y S. C. SAXENA, "A mechanistic theory for heat transfer between fluidized beds of large particles and immersed surfaces", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **25**, 10, pp. 1531-1540, 1982.
- [75] R. L. ADAMS y J. R. WELTY, "A gas convection model of heat transfer in large particle fluidized beds", *AIChE J.*, **25**, 3, pp. 395-405, 1979.
- [76] L. T. JOLLEY, "Heat transfer in beds of fluidized solids", *Fuel* **28**, pp 114-115, 1949.
- [77] B. KILKIS, "Computer-aided analysis of fluidized bed to external wall local heat transfer", *The Chemical Engineering Journal*, **46**, pp. 47-60, 1991.
- [78] J. S. M. BOTTERILL, "Fluid bed heat transfer", en *Gas Fluidization Technology*, D. Geldart Ed., John Wiley, Chichester, 1986.
- [79] G. FLAMANT y A. BERGERON, "Contribution du rayonnement au transfert de chaleur lit fluidisé-paroi", *Entropie*, No. 145, pp. 25-34, 1988.
- [80] J. C. CHEN y K. L. CHEN, "Analysis of simultaneous radiative and conductive heat transfer in fluidized beds", *Chem. Eng. Commun.*, **9**, pp. 255-271, 1981.
- [81] H. C. HAMAKER, "Radiation and Heat Conduction in Light Scattering Material", *Philips Research Reports*, **2**, p. 55, p. 103, p. 112, 1947.
- [82] M. Q. BREWSTER y C. L. TIEN, "Examination of the Two-Flux Model for radiative transfer in particular systems", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **25**, 12, pp. 1905-1907, 1982.
- [83] G. FLAMANT, "Theoretical and experimental study of radiant heat transfer in a solar fluidized-bed receiver", *AIChE Jl.*, **28**, 4, pp. 529-535, 1982.

- [84] V. A. BORODULYA y V. I. KOVENSKY, "Radiative heat transfer between a fluidized bed and a surface", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **26**, 2, pp. 277-287, 1983.
- [85] S. I. PEREIRA DUARTE, G. F. BARRETO y N. O. LEMCOFF, "Comparison of two-dimensional models for fixed bed catalytic reactors", *Chem. Eng. Sci.*, **39**, pp. 1017-1024, 1984.
- [86] A. P. De WASH y G. F. FROMENT, "A Two dimensional heterogeneous model for fixed bed catalytic reactors", *Chem. Eng. Sci.*, **26**, pp. 629-634, 1972.
- [87] W. E. OLBRICH, "A two phase diffusional model to describe heat transfer processes in a non adiabatic packed tubular bed", *Proc. Chemeca '70 Conf.*, pp. 101-119, Butterworths, Londres, Inglaterra, 1970.
- [88] J. S. M. BOTTERILL y M. DESAI, "Limiting factors in gas fluidized bed heat transfer", *Powder Technol.*, **6**, p. 231, 1972.
- [89] G. F. BARRETO, "Modelling of transient heat transfer to granular media", Trabajo inédito. Departamento de Ingeniería Química UNLP, La Plata, 1984.
- [90] S. S. ZABRODSKY, N. V. ANTONISHIN, A. L. PARNAS, "On fluidized bed-to surface heat transfer", *Canad. J. Chem. Eng.*, **54**, p. 52, 1976.
- [91] L. R. GLICKSMAN y N. DECKER, "Heat transfer in fluidized beds with large particles", *Proceedings of the 6th. Int. Conf. on Fluidized Bed Combustion*, Vol. III, Technical Sessions, pp. 1152-1158, Atlanta, Estados Unidos de América, 1980.
- [92] N. S. GREWAL y S. C. SAXENA, "Effect of surface roughness on heat transfer from horizontal immersed tubes in a fluidized bed", *Journal of Heat Transfer*, *Transactions of the ASME*, **101**, pp. 397-403, 1979.
- [93] E. U. SCHLÜNDER, "Wärmeübergang an bewegte Kugelschüttungen bei kurzfristigem Kontakt", *Chem. - Ing. - Tech.*, **43**, pp. 651-654, 1971.
- [94] H. MARTIN, "Fluid-bed heat exchangers. A new model for particle convective energy transfer", *Chem. Eng. Commun.*, **13**, pp. 1-16, 1981.
- [95] F. FLORIS y L. R. GLICKSMAN, "Investigation of contact resistance in a fluidized bed with rough and smooth particles", en *Heat and Mass Transfer in Fixed and Fluidized Bed*, W. P. M. Van Swaaij y N. H. Afgan Eds., pp. 107-118, Hemisphere, 1986.

- [96] N. A. DECKER y L. R. GLICKSMAN, "Conduction heat transfer at the surface of spherical particles", *AICHE Symp. Series*, **77**, 208, pp. 341-349, 1981.
- [97] N. A. DECKER y L. R. GLICKSMAN, "Heat transfer in large particle fluidized beds", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **26**, 9, pp. 1307-1320, 1983.
- [98] R. BAUER y E. U. SCHLÜNDER, "Effective radial thermal conductivity of packing in gas flow. Part II: Thermal conductivity of the packing fraction without gas flow", *Int. Chem. Eng.*, **18**, 2, pp. 189-204, 1978.
- [99] D. KUNII y J. M. SMITH, "Heat transfer characteristics of porous rocks", *AICHE Jl.*, **6**, 1, pp. 71-78, 1960.
- [100] J. G. YATES, "Fundamentals of Fluidized Bed Chemical Processes", Ed. Butterworths, Londres, 1983.
- [101] A. K. KOLAR, N. S. GREWAL y S. C. SAXENA, "Investigation of radiative contribution in a high temperature fluidized-bed using the Alternate-Slab Model", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **22**, 1695-1703, 1979.
- [102] V. K. MASKAEV y A. P. BASKAKOV, "Features of external heat transfer in a fluidized bed of coarse particles", *Int. Chem. Eng.*, **14**, p. 80, 1974.
- [103] M. KIMURA, K. NONO y T. KANEDA, "Distribution of void in packed tube", *Chem. Engng. Japan*, **19**, pp. 397-900, 1957.
- [104] H. S. CARSLAW y J. C. JAEGER. "Conduction of heat in solids", 2a. Ed., Oxford University Press, Londres, 1959.
- [105] S. YAGI y N. WAKAO, "Heat and mass transfer from wall to fluid in packed beds", *AICHE Jl.*, **5**, pp. 79-85, 1959.
- [106] W. J. BEEK, "Mass transfer in fluidized beds", en *Fluidization*, J. F. Davidson y D. Harrison Eds., Academic Press, Londres, 1970.
- [107] V. SPECCHIA, G. BALDI y S. SICARDI, "Heat transfer in packed bed reactors with one phase flow", *Chem. Engng. Commun.*, **4**, pp. 361-380, 1980.
- [108] C. LI y B. A. FINLAYSON, "Heat transfer in packed beds. A reevaluation", *Chem. Engng. Sci.*, **32**, pp. 1055-1066, 1977.
- [109] A. S. GUPTA y G. THODOS, "Mass and heat transfer in the flow of fluid through fixed and fluidized beds of spherical particles", *AICHE Jl.*, **8**, pp 608-610, 1962.
- [110] N. WAKAO, S. KAGUEI y T. FUNAZKRI, "Effect of fluid dispersion coefficient in packed beds", *Chem. Engng. Sci.*, **34**, pp. 325-336, 1979.

- [111] D. J. GUNN, "Transfer of heat or mass to particles en fixed and fluidized beds", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **21**, pp. 467-476, 1978.
- [112] R. W. FAHIEN y J. M. SMITH, "Mass transfer in packed beds", *AIChE J.*, **1**, pp. 28-37, 1955.
- [113] A. G. DIXON, M. A. DICOSTANZO y B. A. SOUCY, "Fluid-phase radial transport in packed beds on low tube-to-particle diameter ratio", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **27**, pp. 1701-1713, 1984.
- [114] R. B. BIRD, W. E. STEWART y E. N. LIGHTFOOT, "Fenómenos de transporte", Editorial Reverté, Madrid, 1976.
- [115] W. M. KAYS, "Convective heat and mass transfer", Ed. Mc. Graw-Hill, Nueva York, 1966.
- [116] J. F. DAVIDSON y D. HARRISON, "Fluidised particles", Cambridge University Press, Cambridge, 1963.
- [117] G. F. BARRETO, G. DONZI, A. LANCIA y G. VOLPICELLI, "Modelling of heat transfer between a slugging fluidizing bed and immerse vertical probes", *Powder Technol.*, **41**, pp. 41-48, 1985.
- [118] G. D. MAZZA y G. F. BARRETO, "The gas contribution to heat transfer between fluidized beds of large particles and immersed surfaces", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **31**, 3, pp. 603-614, 1988.
- [119] J. F. STUBINGTON, "Heat transfer between a freely-rising slug and a fluidized bed", *Trans. Instn. Chem. Engrs.*, **58**, pp. 195-202, 1980.
- [120] R. CHANDRAN y J. C. CHEN, "Bed-surface contact dynamics for horizontal tubes in fluidized beds", *AIChE J.*, **28**, pp. 907-914, 1982.
- [121] E. N. ZIEGLER y J. T. HOLMES, "Mass transfer from fixed surfaces to gas fluidized beds", *Chem. Engng. Sci.*, **21**, pp. 117-122, 1966.
- [122] V. A. BORODULYA, V. L. GANZHA, A. I. PODBEREZSKY, S. N. UPADHYAY y S. C. SAXENA, "Heat transfer between fluidized beds of large particles and horizontal tubes budles at high pressure", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **27**, 1219-1225, 1984.
- [123] V. A. BORODULYA, V. L. GANZHA, A. I. PODBEREZSKY, S. N. UPADHYAY y S. C. SAXENA, "High pressure heat transfer investigations for fluidized beds of large particle and immersed vertical tubes bundles", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **26**, 1577-1584, 1983.
- [124] B. V. KARLEKAR y R. M. DESMOND, "Transferencia de calor", 2da. edición, Cap.6, Ed. Interamericana, México, 1985.

- [125] R. SIEGEL y J. R. HOWELL, "Thermal radiation heat transfer", Hemisphere Publishing Corporation, Tercera edición, Washington, 1992.
- [126] J. VILLADSEN y M. L. MICHELSEN, "Solution of differential equation models by polynomial approximation", Prentice-Hall International Series, Englewood Cliffs, Nueva Jersey, Estados Unidos, 1978.
- [127] F. J. CEELY y E. L. DAMAN, en M. A. ELLIOT (Ed.), "Chemistry of coal utilization", 2nd. supplementary volume, Wiley, New York, cap. 20, 1981.
- [128] F. A. ZENZ, "Encyclopedia of chemical technology", Wiley, New York, 3rd. edition, 1978, vol.10, p. 548.
- [129] B. P. SINGH y M. KAVIANY, "Independent theory versus direct simulation of radiation heat transfer in packed beds", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **34**, N° 11, pp. 2869-2882, 1991.
- [130] H. C. HOTTEL, A. F. SAROFIM, W. H. DALZELL y I. A. VASALOS, "Optical properties of coatings, effect of pigment concentration", *AIAA Journal*, **9**, pp. 1895- 1898, 1971.
- [131] B. P. SINGH y M. KAVIANY, "Modelling radiative heat transfer in packed beds", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **35**, 6, pp. 1397-1405, 1992.
- [132] Y. YAMADA, J. D. CARTIGNY y C. L. TIEN, "Radiative transfer with dependent scattering by particles: Part 2 - Experimental investigation", *J. Heat Transfer*, **108**, pp. 614-618, 1986.
- [133] B. L. DROLEN y C. L. TIEN, "Independent and dependent scattering in packed spheres systems", *J. Thermophys. Heat Transfer*, **1**, pp. 63-68, 1987.
- [134] M. Q. BREWSTER y C. L. TIEN, "Radiative transfer in packed fluidized beds: dependent versus independent scattering", *J. Heat Transfer*, **104**, pp. 573-579, 1982.
- [135] V. ISACHENKO, V. OSIPOVA y A. BUKOMEL, "Heat transfer", MIR Publishers, Moscú, Rusia, 1974.
- [136] M. Q. BREWSTER, "Effective absorptivity and emissivity of particulate media with application to a fluidized bed", *Journal of Heat Transfer*, **108**, pp. 710-713, 1986
- [137] L. H. S. ROBLEE, R. M. BAIRD y J. W. TIERNEY, "Radial porosity variations in packed beds", *AIChE J1*, **4**, 4, pp. 461-464, 1958.
- [138] R. F. BENENATI y C. B. BROSILOW, "Void fraction distribution in beds of spheres", *AIChE J1*, **8**, 3, p. 359, 1962.

- [139] Y. COHEN y A. B. METZNER, "Wall effects in laminar flow of fluids through packed beds", *AIChE Jl.*, **27**, 5, pp. 705-715, 1981.
- [140] C. K. CHAN y C. L. TIEN, "Radiative transfer in packed spheres", *Journal of Heat Transfer*, **96**, 1, pp.52-59, 1974.
- [141] W. A. FIVELAND, "Discrete ordinate methods for radiative heat transfer in isotropically and anisotropically scattering media", *J. Heat Transfer*, **109**, pp. 809-812, 1987.
- [142] D. VORTMEYER, "Radiation in packed solids", *Proc. 6th. Int. Heat Transfer Conf.*, vol. 6, pp 525-539, 1978.
- [143] J. C. CHEN y S. W. CHURCHILL, "Radiant heat transfer in packed beds", *AIChE Jl*, **9**, pp. 35-41, 1963.
- [144] M. Q. BREWSTER, "Radiative heat transfer in fluidized bed combustors", *ASME paper N°83-WA/TH-82*, 1983.
- [145] M. Q. BREWSTER, "Effective emissivity of a fluidized bed", *ASME paper HTD- 40*, pp. 7-13, 1984.
- [146] H. S. MICKLEY, T. K. SHERWOOD y CH. E. REED, "Applied mathematics in chemical engineering", *Capítulo 9: Analysis of stagewise processes by the calculus of finite differences*, Mc Graw- Hill Eds., 2nd edition, 1957
- [147] W. A. GRAY, "The packing of solid particles", *Powder Technology Series*, Chapman & Hall Eds., Londres , 1968.
- [148] N. M. CATIPOVIC, G. N. JOVANOVIC, T. J. FITZGERALD y O LEVENSPIEL, "A model for heat transfer to horizontal tubes immersed in a fluidized bed of large particles", en *Fluidization*, J. R. Grace y J. M. Matsen Eds., pp. 225-234, Ed. Plenum, 1980.
- [149] N. S. GREWAL y S. C. SAXENA, "Heat transfer between a horizontal tube and gas-solid fluidized bed", *Int. J. Heat and Mass Transfer*, **23**, pp. 1505- 1519, 1980.
- [150] N. I. GELPERIN, V. Ya. KRUGLIKOV y V. G. AINSHTEIN, en "Heat transfer between a fluidized bed and a surface", V. G. AINSHTEIN - N. I. GELPERIN Eds., *Int. Chem. Eng.*, **6**, No.1, pp. 67-74, 1966.
- [151] A. N. TERNOVSKAYA y Yu. G. KORENBERG, "Pyrite Kilning in a fluidized bed", *Izd. Khimiya, Moscú*, 1951. Reportada en ref. [53].
- [152] L. WENDER y G. T. COOPER, *AIChE Jl.*, **4**, p 15, 1958
- [153] A. MATHUR y S. C. SAXENA, *Energy*, **11**, p. 843, 1986.

- [154] P. CHEN y D. C. T. PEI, "Fluidization characteristics of fine particles", *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, **62**, pp. 464-467, 1984.
- [155] B. LEVEAU. "Transfert de chaleur en milieu granulaire. Application au dimensionnement d'un refroidisseur de poudre". Tesis Doctoral presentada en la Universidad de Tecnología de Compiègne, Francia, 1990.
- [156] G. F. BARRETO y G. D. MAZZA, "On the use of incremental quotients in Michelsen's method for stiff ordinary differential equations", *Computer Chem. Engng.*, **13**, pp. 967-971, 1989.
- [157] L. R. GLICKSMAN y N. DECKER, "Heat transfer from an immersed surface to adjacent particles in fluidized bed: The role of radiation and particle packing", *Proc. 8th. Int. Conf. on Fluidized-Bed Combustion*, Houston, p. 45, 1985.
- [158] G. FLAMANT y T. MENIGAULT, "Combined wall-to-fluidized bed heat transfer. Bubbles and emulsion contributions at high temperature", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **30**, 9, pp. 1803-1812, 1987.
- [159] V. A. BORODULYA, Y. S. TEPLITSKY, I. I. MARKEVICH, A. F. HASSAN y T. P. YERYOMENKO. "Heat transfer between a surface and a fluidized bed: Consideration of pressure and temperature effects", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **34**, 1, pp. 47-53, 1991.
- [160] V. N. VEDAMURTHY y V. M. SASTRI, "An analysis of the conductive and radiative heat transfer to the walls of fluidized bed combustors", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **17**, pp. 1-9, 1974.
- [161] A. I. IL'CHENKO, V. S. PIKASHOV y K. E. MAKHORIN, "Study of radiative heat transfer in a fluidized bed", *J. of Eng. Phys.*, **14**, 4, pp. 602-608, 1968.
- [162] A. P. BASKAKOV, "Heat transfer in fluidized beds: Radiative heat transfer in fluidized beds", en *Fluidization*, 2nd. Ed., Cap. 13b, pp. 465-472, J. F. Davidson, R. Clift y D. Harrison (eds.), Academic Press Inc., Londres, Reino Unido, 1985.
- [163] J. SZEKELY y R. J. FISHER, "Bed to wall radiation heat transfer in a gas-solid fluidized bed", *Chem. Eng. Sci.*, **24**, pp. 833-849, 1969.
- [164] J. R. SINGHAM, "Tables of emissivity of surfaces", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **5**, pp. 67-76, 1962.
- [165] E. R. G. ECKERT y R. M. DRAKE, "Heat and Mass Transfer", Mc Graw-Hill Book Company Inc., 1959.

- [166] *Heat Exchanger Design Handbook, Physical Properties*, Hemisphere Publishing Corporation, vol 5, 1983.
- [167] S. C. SAXENA, A. MATHUR y Z. F. ZHANG, "Incipient fluidization at different temperatures and powder characterization", *AIChE Jl.*, **33**, 3, pp. 500-502, 1987.
- [168] K. E. MAKHORIN, V. S. PIKASHOV y G. P. KUCHIN, "Measuring particle temperature and emissivity in a high temperature fluidized bed", en *Fluidization*, J. F. Davidson y D. L. Keairns (eds.), Cambridge Univ. Press., pp. 93-97, 1978.
- [169] S. M. EISHERBINY, G. D. RAITBY y K. G. T. HOLLANDS, "Heat transfer by natural convection across vertical and inclined cavities", *J.Heat Transfer*, **104**, pp. 96-102, 1982.
- [170] V. I. KOVENSKY, *J. of Eng. Phys.*, **38**, No. 6, pp. 983-988, 1980
- [171] N. V. KHARCHENKO y K. E. MAKHORIN, "The rate of heat transfer between a fluidized bed and an immersed body at high temperatures", *Int. Chem. Engng.*, **4**, p. 650, 1964.