

TRANSFERENCIA DE CALOR EN SISTEMAS MULTIFASICOS

NESTOR JAVIER MARIANI

**Tesis presentada para obtener el grado de
DOCTOR EN INGENIERIA**

**UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA
FACULTAD DE INGENIERIA
Departamento de Ingeniería Química**

La Plata, marzo de 2000

*A mi esposa, a mis padres, a mi
hermana y a mis abuelos que fueron,
son y serán imprescindibles.*

Mi profundo agradecimiento

a Guillermo Barreto y a Osvaldo Martínez por su permanente y valiosa guía académica, y su enorme calidad humana. Sin su apoyo este trabajo no hubiera sido posible.

a Germán Mazza por estar siempre, y haberme brindado su desinteresada y valiosa ayuda.

a mis amigos en general, y especialmente a aquellos que han estado mas cerca acompañándome y alentándome.

al Centro de Investigación y Desarrollo en Procesos Catalíticos y a la Facultad de Ingeniería de la Universidad Nacional de La Plata.

Javier Mariani

*Está bien que se mida con la dura
sombra que una columna en el estío
arroja o con el agua de aquel río
en que Heráclito vio nuestra locura*

*en tiempo, ya que al tiempo y al destino
se parecen los dos: la imponderable
sombra diurna y el curso irrevocable
del agua que prosigue su camino.*

*Está bien, pero el tiempo en los desiertos
otra substancia halló, suave y pesada,
que parece haber sido imaginada
para medir el tiempo de los muertos.*

*Surge así el alegórico instrumento
de los grabados de los diccionarios,
la pieza que los grises anticuarios
relegarán al mundo ceniciento.*

*Del alfil desparejo, de la espada
inerte, del borroso telescopio,
del sándalo mordido por el opio,
del polvo, del azar y de la nada.*

*¿Quién no se ha demorado ante el severo
y tétrico instrumento que acompaña
en la diestra del dios a la guadaña
y cuyas líneas repitió Durero?*

*Por el ápice abierto el cono inverso
deja caer la cautelosa arena,
oro gradual que se desprende y llena
el cóncavo cristal de su universo.*

*Hay un agrado en observar la arcana
arena que resbala y que declina
y, a punto de caer, se arremolina
con una prisa que es del todo humana.*

*La arena de los ciclos es la misma
e infinita es la historia de la arena;
así, bajo tus dichas o tu pena,
la invulnerable eternidad se abisma.*

*No se detiene nunca la caída.
Yo me desangro, no el cristal. El rito
de decantar la arena es infinito
y con la arena se nos va la vida.*

*En los minutos de la arena creo
sentir el tiempo cósmico: la historia
que encierra en sus espejos la memoria
o que ha disuelto el mágico Leteo.*

*El pilar de humo o el pilar de fuego,
Cartago y Roma y su apretada guerra,
Simón Mago, los siete pies de tierra
que el rey sajón ofrece al rey noruego,*

*todo lo arrastra y pierde este incansable
hilo sutil de arena numerosa.
No he de salvarme yo, fortuita cosa
de tiempo, que es materia deleznable.*

Jorge Luis Borges "El reloj de arena"

ÍNDICE

Introducción

Primera Parte: Transferencia de Calor en Lechos Rellenos con Flujo Bifásico Descendente

Capítulo I. Antecedentes en el tema.....	pág.
I.1 INTRODUCCIÓN.....	1
I.2 CARACTERÍSTICAS GENERALES DE LOS REACTORES TRICKLE-BED.	1
I.3 FLUIDODINÁMICA DE LOS REACTORES TRICKLE-BED	6
I.3.1 Regímenes de flujo	6
I.3.2 Pérdida de carga	8
I.3.3 Retención y saturación líquida	10
I.4 TRANSFERENCIA DE CALOR EN REACTORES DE LECHO FIJO	13
I.4.1 Modelos para transferencia de calor en reactores de lecho fijo.....	13
I.4.2 Parámetros básicos de transferencia de calor en sistemas bifásicos	16
I.4.2.1 Conductividad efectiva radial de la fase sólida (k_{eS})	17
I.4.2.2 Coeficiente de transferencia de calor en la pared para la fase sólida (h_{wS})	18
I.4.2.3 Conductividad efectiva radial de la fase fluida (k_{eF})	18
I.4.2.4 Coeficiente de transferencia de calor en la pared para la fase fluida (h_{wF})	20
I.4.2.5 Parámetros de modelos pseudohomogéneos.....	20
I.4.3 Métodos experimentales empleados en el estudio de transferencia de calor en RTB y condiciones de trabajo estudiadas.....	21

I.4.4	Correlaciones de los parámetros de transferencia de calor en RTB	.25
I.4.4.1	Modelos de un parámetro.....	26
I.4.4.2	Modelos de dos parámetros	27
	Conductividad térmica efectiva radial (k_{er})	27
	Coeficiente de transferencia de calor en la pared (h_w).....	35
I.5	CONCLUSIONES DE LA REVISION	40

Capítulo II. Labor experimental

II.1	INTRODUCCIÓN.....	1
II.2	SELECCIÓN DEL EQUIPO EXPERIMENTAL.....	1
II.2.1	Esquemas experimentales con flujo de calor constante	2
II.2.1.1	Lecho relleno de paredes planas con transferencia transversal a través de las mismas.....	2
	Resultados y conclusiones	5
II.2.2	Esquemas experimentales con flujo de calor variable.....	5
II.2.2.1	Lecho cilíndrico con transferencia radial a través de las paredes (Alternativa 1)	5
II.2.2.2	Lecho cilíndrico con transferencia radial a través de las paredes (Alternativa 2)	6
II.3	DISEÑO DEL EQUIPO EXPERIMENTAL.....	7
II.3.1	Lecho relleno	9
II.3.1.1	Características definitivas del Lecho Relleno	11
II.3.1.2	Cabezal de entrada	13
	Placa distribuidora	13
II.3.1.3	Cabezal inferior	14
	Placa soporte del lecho	14
II.3.1.4	Relleno	16
	Medida de la porosidad del lecho	16
II.3.2	Sistema de medida y adquisición de datos térmicos.....	16
II.3.3	Sistemas hidráulicos.....	20
II.3.3.1	Circuitos hidráulicos principales (fluidos de proceso).....	20
	Medidores de caudales de gas y de líquido	21

II.3.3.2	Circuito hidráulico secundario (fluido de calefacción)	23
	Camisa calefactora	24
	Dispositivo calefactor	25
	Cálculo del coeficiente de transferencia de calor en la camisa	25
II.3.4	Aislación térmica.....	28
II.4	OPERACIÓN DEL EQUIPO.....	29
II.4.1	Procedimiento de puesta en marcha de los ensayos	29
II.4.2	Procedimiento durante el ensayo	30
II.5	CONCLUSIONES.....	31

Capítulo III. Análisis de resultados

III.1	INTRODUCCIÓN.....	1
III.2	CONDICIONES DE TRABAJO.....	2
III.2.1	Condiciones operativas.....	2
III.2.2	Repetición de los ensayos	6
III.3	AJUSTE DE PARÁMETROS.....	10
III.4	PLANTEO DEL BALANCE DE ENERGÍA EN UN LECHO RELLENO CON FLUJO BIFÁSICO DESCENDENTE. (Influencia de la vaporización parcial de la fase líquida).....	11
III.5	PLANTEO DE MODELOS DE AJUSTE. ALTERNATIVAS.....	14
III.5.1	Modelo unidimensional pseudohomogéneo	15
III.5.2	Modelo de tipo bidimensional pseudohomogéneo.....	16
III.5.2.1	Modelo bidimensional pseudohomogéneo con un parámetro de ajuste	17
III.5.2.2	Modelo bidimensional pseudohomogéneo con dos parámetros de ajuste (temperatura de entrada al lecho uniforme)	18
III.5.2.3	Modelo bidimensional pseudohomogéneo con dos parámetros de ajuste (perfil de entrada variable en dirección radial).....	19
III.5.3	Vinculación entre los parámetros de transferencia de calor de los modelos unidimensional y bidimensional de 2 parámetros y temperatura de entrada uniforme	20

III.6	RESULTADOS OBTENIDOS EMPLEANDO UN MODELO BIDIMENSIONAL PSEUDOHOMOGÉNEO.....	22
III.6.1	Análisis de los parámetros de transferencia del modelo bidimensional	26
III.6.1.1	Conductividad térmica efectiva.....	27
	Expresión propuesta para estimar la conductividad térmica efectiva	30
	Ajuste de los parámetros de la ecuación (III.8) para cada tamaño de relleno	32
	Ajuste de los parámetros de la ecuación (III.8) para el conjunto de tamaños de relleno.....	34
	Comparación con correlaciones de bibliografía	38
III.6.1.2	Coeficiente de transferencia de calor en la pared	42
	Expresión propuesta para estimar Nu_w	47
	Ajuste de los parámetros de la ecuación (III.11) para cada tamaño de relleno	51
	Ajuste de los parámetros de la ecuación (III.11) para dos tamaños de relleno	54
	Comparación con correlaciones de bibliografía	56
III.6.2	Análisis del coeficiente de transferencia en la pared por medio de modelo unidimensional pseudohomogéneo de dos zonas	60
III.7	CONCLUSIONES.....	66

Nomenclatura

Segunda Parte: Transferencia de calor en lechos fluidizados

Capítulo VI. Antecedentes en el tema

IV.1	INTRODUCCIÓN.....	1
IV.2	CARACTERÍSTICAS GENERALES DE LOS LECHOS FLUIDIZADOS POR GAS.....	1

IV.3	FLUIDODINÁMICA DE LOS LECHOS FLUIDIZADOS.....	3
IV.4	TRANSFERENCIA DE CALOR ENTRE UN LECHO FLUIDIZADO Y UNA SUPERFICIE SUMERGIDA.....	7
IV.4.1	Fenomenología del proceso de transferencia de calor	7
IV.4.2	Evaluación de la velocidad de transferencia de calor	8
IV.4.3	Dependencia de la velocidad de transferencia de calor con las principales variables operativas	8
IV.5	CONCLUSIONES.....	12

Capítulo V. Modelo global de transferencia de calor

V.1	INTRODUCCIÓN.....	1
V.2	DESCRIPCIÓN Y FUNDAMENTOS DEL MODELO HETEROGENEO GENERALIZADO (MHG).....	3
V.2.1	Fase sólida.....	4
V.2.2	Fase gas.....	8
V.3	FORMULACIÓN DEL MHG PARA LA FASE DENSA.....	9
	Ecuación de conservación para la capa de partículas adyacente a la pared	10
	Ecuación de conservación para el gas intersticial en la Zona Heterogénea	11
	Ecuación de conservación para la Zona Pseudohomogénea ($z > \Delta$)	11
	Ecuación de conservación para la energía radiante	12
V.3.1	Parámetros del MHG.....	15
V.3.1.1	Parámetros dependientes de la estructura de la fase densa	15
V.3.1.2	Parámetros fluidodinámicos de la fase densa.....	16
V.3.1.3	Parámetros térmicos en la fase densa.....	18
V.3.1.4	Parámetros fluidodinámicos relacionados con el comportamiento de la fase burbuja	20
V.4	CONCLUSIONES.....	25

Capítulo VI. Coeficiente de transferencia partícula-pared

VI.1	INTRODUCCIÓN.....	1
VI.2	ANTECEDENTES EN EL TEMA.....	2
VI.3	EVALUACIÓN DE LA VELOCIDAD DE TRANSFERENCIA DE CALOR ENTRE UNA SUPERFICIE SUMERGIDA Y LAS PARTÍCULAS ADYACENTES A LA MISMA.....	4
VI.3.1	Expresión de h_{part} bajo la suposición de líneas de flujo paralelas en el sólido (caso de referencia)	5
VI.3.2	Expresión de h_{part}	10
VI.3.2.1	Expresión de T_{rad}.....	17
VI.3.3	Análisis paramétrico para la evaluación del Nu_{part}	17
VI.3.3.1	Influencia de la transferencia de calor entre la primera capa de pastillas y el resto de la fase densa en el Nu_{wp}	18
VI.3.3.2	Efecto de la variación de t_c, L y K sobre Nu_{wp}.....	19
VI.3.3.3	Comparación con expresiones de bibliografía que incluyen la conducción transiente dentro de las partículas	22
VI.3.3.4	Influencia de la rugosidad.....	23
VI.3.4	Evaluación de los parámetros del Nu_{part} en experimentos en lechos no-fluidizados	23
VI.3.5	Evaluación de parámetros del Nu_{part} en experimentos en lechos fluidizados en régimen de burbuja.....	28
VI.4	CONCLUSIONES.....	33

Capítulo VII. Validación del Modelo Heterogéneo

Generalizado

VII.1	INTRODUCCIÓN.....	1
VII.2	COMPARACIÓN ENTRE LAS PREDICCIONES Y LOS RESULTADOS EXPERIMENTALES.....	1

VII.2.1	Comparación con resultados de experiencias de transferencia de calor en lechos con superficies sumergidas horizontales.....	8
VII.3	CONCLUSIONES.....	10

Nomenclatura

Conclusiones y Perspectivas

Referencias Bibliográficas

Introducción

Introducción

El estudio de los fenómenos de transporte en sistemas reactivos de naturaleza heterogénea, o más precisamente multifásicos, constituye un tópico distintivo de la Ingeniería Química. Su importancia, creciente con el correr de los años, se debe a las múltiples aplicaciones de los procesos que los involucran.

En este contexto, la presente Tesis se propone contribuir al estudio de la transferencia de calor en los mencionados sistemas. La misma se encuentra estructurada en dos partes, una primera parte, que incluye los Capítulos uno, dos y tres, abocada al análisis de la transferencia de calor en lechos fijos con flujo bifásico descendente, y la segunda, que comprende los Capítulos cuatro al siete, referida al estudio de la transferencia de calor en lechos fluidizados por gas.

En el caso de los lechos fijos con flujo bifásico descendente los estudios se orientaron hacia la obtención de información experimental confiable y a la elaboración de técnicas de regresión adecuadas, ya que la revisión bibliográfica puso de manifiesto una gran escasez de información y notables falencias en la misma. Cumplido este cometido pudo realizarse un análisis concienzudo de los resultados experimentales.

La situación es, en alguna medida, distinta en la parte referida al estudio de la transferencia de calor en lechos fluidizados, dado que existe abundante información de naturaleza experimental. En este tema el hincapié se realizó en la validación de un modelo global de transferencia, formulado previamente en el grupo de trabajo, y en la incorporación de una formulación rigurosa para el coeficiente asociado a la transferencia partícula-pared, que constituye una aporte de singular importancia en este tipo de sistemas.

A continuación se describe brevemente el contenido de cada Capítulo de la Tesis.

En el primer Capítulo se revisan las principales características y aplicaciones de los lechos rellenos catalíticos con flujo bifásico descendente. Se discuten conceptos fluidodinámicos, como los patrones de flujo, la retención y la pérdida de carga, indispensables para abordar el análisis de la transferencia de calor. Finalmente, se examinan en forma exhaustiva los estudios de transferencia de calor existentes, discutiendo y comparando los enfoques adoptados y las predicciones de los modelos presentados en cada caso.

El segundo Capítulo está referido al equipo experimental utilizado para las medidas de transferencia de calor; en primer lugar se explicitan y analizan los criterios empleados en la selección y el diseño. Posteriormente se consignan y describen los distintos componentes del mismo, para finalizar con una descripción del procedimiento de puesta en marcha y operación.

En el tercer Capítulo se presenta el tratamiento de la información experimental obtenida para distintas condiciones operativas y tamaños de relleno. Se plantean distintos modelos de ajuste y se analizan los resultados alcanzados. En función de estos análisis se proponen correlaciones para los parámetros de transferencia en función de las variables operativas y geométricas. Seguidamente, se contrastan las predicciones obtenidas con las expresiones en la bibliografía y a través de las correlaciones postuladas, frente a la información experimental. En este contexto se concluye que las expresiones propuestas resultan completamente adecuadas para la estimación de los parámetros de transferencia de calor en los sistemas analizados.

En lo que respecta a la segunda parte de la Tesis se aborda, como se mencionara anteriormente, el estudio de la transferencia de calor en lechos fluidizados por gas.

El cuarto Capítulo resume las principales características de los lechos fluidizados por gas, haciendo un análisis del comportamiento fluidodinámico y térmico de estos sistemas con especial énfasis en aquellas variables (presión, temperatura, tamaño de pastilla) y parámetros relevantes para el estudio de las velocidades de transferencia de calor.

En el quinto Capítulo se plantea un modelo global de transferencia de calor que reconoce la presencia de tres contribuciones: una primera conductiva, asociada al contacto de las partículas sólidas con la superficie de intercambio, otra vinculada a la transferencia desde (o hacia) el gas fluidizante (aporte convectivo) y una última que involucra la transferencia de energía radiante (casos a temperaturas superiores a 500°C). El modelo presentado tiene una adecuada evaluación de los aportes antes mencionados y de las interacciones entre los mismos.

En el sexto Capítulo se discute el comportamiento del coeficiente de transferencia partícula – pared incorporando al análisis el fenómeno de conducción transiente en las pastillas, el efecto Smoluchowski, la concentración de partículas adyacente a la pared y la separación física efectiva partícula-pared. La formulación propuesta resulta completamente adecuada para estimar este coeficiente.

El séptimo Capítulo contiene la validación del modelo global presentado en el quinto Capítulo frente a datos experimentales que cubren un extenso rango de tamaños de partícula, desde el régimen puramente conductivo hasta el régimen convectivo, y una variedad de materiales fluidizados.

La presente Tesis concluye con un resumen de las conclusiones y observaciones generales surgidas en el marco de los temas estudiados, indicándose asimismo las perspectivas para futuros estudios en ambos tópicos. Se aborda, para finalizar, una discusión acerca de los enfoques adoptados para analizar ambos sistemas, puntualizando aristas comunes y particularidades de cada uno.

Por último, es menester decir que ambas partes de la Tesis, separadas por las características particulares del tipo de sistema estudiado, se unen en la fenomenología de la transferencia de calor y en el planteo de modelos mecanísticos que la interpretan.

Primera Parte

*Transferencia de Calor en Lechos
Rellenos con Flujo Bifásico
Descendente*

Capítulo I

Antecedentes en el tema

Capítulo I. Antecedentes en el tema

I.1 INTRODUCCIÓN

En este Capítulo se resumen las principales características y aplicaciones de los reactores trifásicos de lecho fijo con flujo en co-corriente descendente, haciendo especial hincapié en aquellos elementos conceptuales necesarios para analizar el fenómeno de transferencia de calor. Así se revisan las características fluidodinámicas de los mismos y los antecedentes acerca de la transferencia de calor en lechos fijos con flujo de una única fase, para pasar luego a estudiar específicamente el proceso de transferencia de calor en lechos fijos con flujo bifásico en co-corriente descendente.

I.2 CARACTERÍSTICAS GENERALES DE LOS REACTORES TRICKLE-BED

Los lechos rellenos catalíticos con flujo bifásico descendente son comúnmente denominados reactores *trickle-bed* (RTB). Consisten en una columna rellena con pastillas sólidas, generalmente porosas, constituyendo un lecho fijo, a través del cual fluyen una corriente gaseosa y una líquida en co-corriente descendente. Los reactivos están presentes normalmente en ambas corrientes de fluidos, dependiendo de la volatilidad de los componentes de la fase líquida, y el sólido actúa como catalizador.

Aunque en algunos sistemas existen razones particulares para operar con uno de los reactivos en fase líquida y no vaporizar toda la carga, en general, la justificación para emplear esta alternativa, con relación a un proceso con una sola fase fluida, es evitar el costo energético que implica vaporizar y luego, eventualmente, tener que condensar la corriente de vapor.

Teniendo en cuenta lo expresado precedentemente, este tipo de reactores es extensamente utilizado, desde hace tiempo, en la industria petrolera y petroquímica. Son especialmente importantes las operaciones de hidrotreamiento [Furimsky, 1998; Martínez y col., 1994] (hidrodesulfurización, hidrorefinado,

hidrodenitrogenación, hidrocracking catalítico, etc.). Adicionalmente, encuentran aplicación en procesos de hidrogenación [Biardi y Baldi, 1999, Bressa y col., 1998], oxidaciones catalíticas [Kiared y Zoulalian, 1998] o la producción de hidrocarburos por medio de procesos de síntesis del tipo Fischer-Tropsch [Sie y Krishna, 1999; Sie y col., 1991]. Es importante destacar que en la esfera petroquímica la evolución de los mercados indica una demanda creciente de destilados medios, en desmedro de los destilados pesados, con la consiguiente necesidad de mejorar el funcionamiento de los RTB, entre otras unidades. Cualquier esfuerzo en este sentido, se traduce en un importante ahorro de dinero, circunstancia que impulsa especialmente el estudio de este tipo de sistemas.

Por otra parte, el uso más tradicional de los RTB ha sido expandido, encontrándose nuevos campos de aplicación [Dudukovic y col., 1999], como procesos de tipo bioquímico, electroquímico o de tratamiento de efluentes. Con relación a las bioaplicaciones de los RTB puede mencionarse el empleo de los mismos como biofiltros para eliminar compuestos orgánicos volátiles (VOC's) en corrientes de aire [Smith y col., 1998], o para oxidar catalíticamente la materia orgánica contenida en los efluentes líquidos [Fortuny y col., 1999; Horowitz y col., 1999].

Alentado por el amplio espectro de utilización mencionado anteriormente, este tipo de reactores ha sido frecuentemente estudiado en los últimos treinta años, existiendo diversas revisiones sobre el tema [Biardi y Baldi, 1999; Dudukovic y col., 1999; Al Dahhan y col., 1997; Saroha y Nigam, 1996; Gianetto y Specchia, 1992; Zhukova y col., 1990].

Dado que existen otras alternativas para llevar a cabo un proceso catalítico operando con dos fases fluidas (lecho fijo operando en contracorriente, lecho fluidizado trifásico, reactor tipo slurry, lecho fijo con flujo bifásico en co-corriente ascendente o *upflow*) es importante reseñar las características de los RTB y llevar a cabo una comparación frente a otros sistemas de reacción, factibles de ser empleados frente al mismo proceso, a efectos de puntualizar las principales ventajas y desventajas que surgen como consecuencia de su utilización:

Ventajas

- Capacidad de operar a altas temperaturas y presiones.
- Reducción apreciable de los costos de mantenimiento debida a la ausencia de partes móviles.
- Se elimina la posibilidad de inundación (operación en co-corriente descendente) que si es factible en los sistemas con flujo en contracorriente.
- Las pérdidas de catalizador son relativamente bajas comparadas con los sistemas de lecho fluidizado ó lecho móvil.
- El flujo de líquido a través del lecho puede considerarse aproximadamente como flujo pistón, circunstancia que conduce a mayores conversiones.
- Capacidad de proceso relativamente alta.

Desventajas

- Se alcanzan menores valores del factor de efectividad debido al mayor tamaño de las partículas de catalizador utilizadas.
- La performance del reactor puede verse reducida a bajos caudales de líquido a causa de una inconveniente distribución de flujo o de un mojado incompleto de las pastillas, especialmente para relaciones de aspecto bajas ($a=d_T/d_P < 15-20$).
- En reacciones fuertemente exotérmicas y dado que la remoción de calor es dificultosa, pueden generarse puntos calientes dentro del reactor ocasionando el sinterizado del catalizador, y la consiguiente pérdida de la actividad catalítica.
- Su empleo es menos conveniente en el caso de procesar líquidos viscosos o que generen espumas.

Para el análisis, diseño, simulación o cambio de escala de este tipo de reactores es necesario conocer, además del sistema de reacciones involucrado y sus parámetros cinéticos, las características fluidodinámicas de cada fase en el reactor y poseer una correcta evaluación de los parámetros de transporte que pueden afectar su comportamiento [Dudukovic y col., 1999; Saroha y Nigam, 1996; Martínez y col.,

1994; Barreto y Martínez, 1992]. Esta necesidad dio lugar a numerosos estudios de diversos aspectos fluidodinámicos y de transporte en RTB, como se verifica al analizar las referencias citadas en los trabajos de revisión mencionados previamente.

Entre los parámetros de transporte requeridos, y sobre los cuales se desarrollará esta parte del trabajo, se pueden destacar los vinculados al proceso de transferencia de calor.

Numerosos reactores *trickle-bed* industriales son de gran diámetro, presentan altas relaciones de aspecto y se busca una operación adiabática. Debe señalarse que un gran número de las reacciones llevadas a cabo en los reactores *trickle-bed* son fuertemente exotérmicas y se practican a niveles de temperatura muy superiores a la del medio ambiente. En estos sistemas Specchia y Baldi (1979) y Crine (1982) señalan que:

- Se produce transferencia de calor con el medio ambiente, o sea el reactor no es totalmente adiabático, originándose gradientes radiales de temperatura, que deben ser evaluados adecuadamente para analizar el funcionamiento del mismo.
- Una mala distribución del flujo líquido [Sundaresan, 1994; Lutran y col., 1991] genera diferencias en los valores locales de conductividad térmica, la cual es responsable de la formación de puntos calientes, generando sinterizado de catalizador, pérdida de selectividad e incluso disparo (*runaway*) del reactor.

Por otra parte, existen diversas situaciones donde es necesario emplear un medio externo como calefactor o, más usualmente, como refrigerante. En el ámbito industrial se encuentran procesos que se llevan a cabo en reactores *trickle-bed* de tipo multitubular; en estos casos los tubos se localizan en una coraza por la cual circula el fluido de intercambio térmico. Dado que el diámetro de los tubos es en general pequeño (1-2"), la relación de aspecto es substancialmente menor que en las unidades que operan adiabáticamente. Uno de estos procesos es la obtención de MIBK (metil-isobutil cetona) donde se ponen en contacto acetona e hidrógeno sobre un catalizador bifuncional, en condiciones tales que el sistema opera como un reactor *trickle-bed* [Barreto y Martínez, Comunicación personal]. Otro proceso es el denominado SMDS (Shell Middle Distillates Synthesis) donde se convierte gas

natural a hidrocarburos sintéticos mediante una síntesis avanzada de tipo Fischer-Tropsch, empleando un reactor *trickle-bed* multitubular para controlar un sistema de alta exotermicidad [Sie y Krishna, 1999, Krishna y Sie, 1994; Sie y col., 1991]. Otra situación de gran interés donde la transferencia de calor al medio externo es de suma importancia es la encontrada en reactores de laboratorio y de escala banco, donde se desea trabajar en condiciones de temperatura controlada, o eventualmente en condiciones de isotermicidad. Por ejemplo, Bergault y col. (1997), emplearon un reactor del tipo *trickle-bed* de 0.3 m de longitud encamisado para la hidrogenación de metil-fenil-cetona. Para el modelado del sistema, además del planteo de los balances de materia, incorporaron el balance de energía incluyendo la transferencia de calor al refrigerante. Del análisis de los resultados, los autores concluyen que el inadecuado ajuste obtenido para el perfil de temperatura en el lecho puede deberse a la incertidumbre en la estimación del coeficiente global de transferencia (U_T) y en especial a la dependencia del mismo con el número de Reynolds del líquido, ya que las correlaciones recomendadas en la literatura son escasas.

Specchia y Baldi (1979) destacan la presencia de puntos calientes (*hot spots*) no-estables observados por Germain y col. (1974) en un reactor de laboratorio cuya temperatura intentaba ser controlada por un fluido refrigerante que circulaba por la camisa.

Esta breve reseña permite destacar que en numerosos casos la transferencia de calor, tanto en el seno del lecho relleno, como con un medio externo, cumple un papel de gran importancia en el funcionamiento del reactor.

Los procesos de transferencia de calor, tanto en el seno del lecho como en la zona cercana a la pared del recipiente, están íntimamente ligados al comportamiento fluidodinámico del sistema, especialmente en el caso de flujo bifásico. La mayor complejidad generada cuando se tratan dos fases fluidas exige que para el estudio de la transferencia de calor sea necesario poseer información sobre las características fluidodinámicas de la condición de operación. Por esta razón es necesario determinar el grado de interacción entre las fases y la forma en que afecta el mismo a la transferencia de calor entre ellas y hacia las paredes del lecho.

Atento a esta situación, previo a la revisión de la información bibliográfica sobre transferencia de calor se realizará una revisión de los aspectos fluidodinámicos que afectan directamente al proceso de transferencia de calor.

I.3 FLUIDODINÁMICA DE LOS REACTORES TRICKLE-BED

La fluidodinámica de los reactores *trickle-bed* ha sido extensamente estudiada, en consecuencia existen en la bibliografía numerosos trabajos referidos al tema [Attou y Boyer, 1999; Al Dahhan y col., 1997; Saroha y Nigam, 1996; Iliuta y col., 1996; Larachi y col. 1991; Morsi y col., 1982]. Aquí se hará una breve reseña de las características que resultan relevantes para el objetivo del estudio propuesto.

La revisión que se presentará a continuación no tiene por objetivo realizar un análisis crítico de los enfoques que se encuentran en la literatura para estudiar la fluidodinámica de los RTB, sino definir sus características esenciales y retener aquellas correlaciones que posteriormente puedan ser de utilidad en el estudio y análisis de la transferencia de calor. De esta forma, la revisión se focalizará hacia el tipo de relleno, fluidos y condiciones operativas empleados en este estudio y no se consideraran otras situaciones que pueden ser de interés (sistemas a altas presiones, líquidos orgánicos, otros tipos de rellenos, etc.) y que han sido revisadas en los trabajos referidos precedentemente.

I.3.1 Regímenes de flujo

El flujo de gas y líquido a través de un tubo, relleno o no, presenta diferentes grados de interacción afectando, por lo tanto, la forma de contacto entre las fases presentes. Esta situación hace necesario identificar el régimen de flujo imperante en el sistema, ya que diversos parámetros fluidodinámicos y de transporte dependen del régimen en el que se opere.

Cuando fluyen en co-corriente descendente un gas y un líquido a través de un lecho relleno, para líquidos que no forman espuma, pueden reconocerse básicamente cuatro regímenes de flujo, los cuales están esencialmente determinados por los caudales de cada fase fluida:

Transferencia de calor en lechos rellenos con flujo bifásico descendente

Capítulo I. Antecedentes en el tema

- ❖ Flujo *trickle* (goteo de líquido) o continuo de gas, a bajos caudales de gas y líquido.
- ❖ Flujo en burbujas o continuo de líquido, a altos caudales de líquido.
- ❖ Flujo pulsante, a caudales moderados y altos de gas y líquido.
- ❖ Flujo *spray*, a altos caudales de gas.

La clasificación anterior corresponde a sistemas que, dependiendo de la naturaleza del líquido, no formen espuma. Si se trata de fluidos con estas características, los regímenes de flujo se modifican ligeramente, así como los límites de transición entre los mismos.

La interacción entre las fases fluyentes ha dado lugar a otra clasificación de los regímenes de flujo,

- ❖ Régimen de baja interacción: que incluye al flujo *trickle*.
- ❖ Régimen de alta interacción: que incluye al flujo pulsante, en burbujas y *spray*.

Los flujos *trickle* y pulsante son usualmente encontrados en los reactores *trickle-bed*, ya sea a escala de laboratorio, piloto o industrial. En especial, el flujo pulsante suele presentarse en las unidades industriales de hidrotreatmento. El flujo *trickle*, además de encontrarse en reactores industriales, es muy frecuente en sistemas de laboratorio y escala banco.

Se han realizado numerosos estudios fluidodinámicos a efectos de desarrollar herramientas que permitan predecir "a priori" en que régimen de flujo se encontrará un sistema bajo determinadas condiciones operativas. La técnica más utilizada ha sido la observación visual, la cual a pesar de la subjetividad del observador en definir el cambio de régimen, mantiene su importancia, ya que no requiere ningún tratamiento adicional. Técnicas alternativas han sido desarrolladas, particularmente teniendo en cuenta el interés en estudiar condiciones de trabajo a elevadas presiones o temperaturas, en las cuales no resulta sencillo implementar dispositivos que permitan la observación visual [Attou y Boyer, 1999]. En los estudios se ha verificado que la transición entre los diferentes regímenes depende también de las propiedades de los fluidos (viscosidad y tensión superficial del líquido, densidades), de las condiciones operativas (presión y temperatura, por el efecto que ejercen sobre

las propiedades de los fluidos) y características del lecho relleno (porosidad, tamaño, forma y condición superficial del relleno, relación de aspecto).

Las herramientas desarrolladas para predecir el régimen de flujo de un dado sistema han sido de naturaleza teórica, con eventuales parámetros de ajuste a partir de la información experimental [Attou y Boyer, 1999], o de naturaleza estrictamente empírica. A pesar del progreso alcanzado en los desarrollos teóricos, algunos de los cuales consideran razonablemente bien la influencia de algunas variables en el cambio de régimen de flujo, no se cuenta con un modelo completamente verificado y capaz de predecir con certeza los límites entre los diferentes regímenes de flujo.

Las herramientas generadas a partir de datos experimentales exclusivamente son normalmente los mapas de flujo (representación gráfica de la curva caudal de líquido en función del caudal de gas, o alguna magnitud asociada a las anteriores, por ejemplo Re_L y Re_G) donde se indican los distintos regímenes de flujo y sus correspondientes fronteras de transición. [Tosun, 1984; Talmor, 1977, Charpentier y Favier, 1975]. En general, han sido desarrollados originalmente para el sistema aire-agua en condiciones ambiente, y luego se introdujeron modificaciones a efectos de tener en cuenta las propiedades de los fluidos [Tosun, 1984; Charpentier y Favier, 1975], las condiciones operativas [Larachi y col., 1993] o intentando retener en alguna de las coordenadas las relaciones entre las fuerzas actuantes en el sistema [Talmor, 1977].

1.3.2 Pérdida de carga

La pérdida de carga es un factor muy importante en el diseño, en el escalado y en la operación de los reactores *trickle-bed*, se encuentra estrechamente vinculada con el valor de la retención de líquido y la eficiencia de mojado de las pastillas. Existe una gran cantidad de correlaciones que permiten predecir el valor de la misma, las cuales pueden dividirse en tres grupos:

- 1.- Correlaciones de tipo empírico (son dimensionales y su utilización esta limitada al rango en el que se efectuaron las experiencias).

2.- Correlaciones basadas en los balances de energía o cantidad de movimiento que

emplean el parámetro de Lockart y Martinelli (modificado) $\left(X_G = \frac{G_G}{G_L} \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_G}} \right)$.

3.- Correlaciones elaboradas sobre la base del análisis dimensional.

No es el objetivo en este punto hacer una extensa revisión de las numerosas correlaciones presentadas para evaluar pérdida de carga; se mencionará como una expresión general la combinación sugerida por Larachi y col. (1991), que emplea grupos adimensionales (grupo 3) y que además tiene en cuenta los efectos inerciales por medio del parámetro de Lockart y Martinelli (grupo 2). La misma resulta de sencilla implementación y conduce a predicciones satisfactorias:

$$\frac{\Delta P}{\Delta Z} = 2 \frac{f_{LGG}}{d_h} \frac{G_G^2}{\rho_G} \quad (I.1)$$

donde:

$$f_{LGG} = \frac{A + \frac{B}{K_0^{0.5}}}{K_0^{1.5}} \quad (I.1.a)$$

$$K_0 = X_G (Re_L We_L)^{0.25} \quad (I.1.b)$$

$$A = 31.3 \pm 3.9$$

$$B = 17.3 \pm 0.6$$

Esta correlación predice un aumento de la pérdida de carga en el reactor con el aumento de los caudales de gas y líquido, y una disminución de la misma con el aumento de la presión de operación a caudales máscicos fijos, como consecuencia del aumento de la densidad del gas.

Asimismo, se presenta la expresión empleada por Specchia y Baldi (1977), que se expresa como:

$$\frac{\Delta P}{\Delta Z} = k_1 \frac{[1 - \varepsilon(1 - \beta_S - \beta_D)]^2}{\varepsilon^3 (1 - \beta_S - \beta_D)^3} \mu_G u_G + k_2 \frac{1 - \varepsilon(1 - \beta_S - \beta_D)}{\varepsilon^3 (1 - \beta_S - \beta_D)^3} \rho_G u_G^2 \quad (I.2)$$

donde:

Relleno	d_p [m]	k_1 [m ²]	k_2 [m ⁻¹]	β_s
Esferas de vidrio	0.006	$1.45 \cdot 10^7$	202	0.125
Cilindros de vidrio	0.0054	$1.36 \cdot 10^7$	267	0.137
Cilindros de vidrio	0.0027	$4.60 \cdot 10^7$	460	0.132
Anillos	0.0064	$9.65 \cdot 10^7$	1620	0.036
Anillos	0.0103	$3.97 \cdot 10^7$	924	0.039
Anillos	0.022	$2.52 \cdot 10^7$	600	0.023

En esta correlación aparece la saturación dinámica del líquido, β_D , que se evalúa mediante la expresión (I.7) dada en la siguiente sección. Las ecuaciones (I.2) y (I.7) deben resolverse simultáneamente para obtener la pérdida de carga y la saturación de líquido.

Estas expresiones han sido retenidas ya que las mismas fueron utilizadas por Specchia y Baldi (1979) en la correlación de sus resultados experimentales de transferencia de calor y, además, la retención aparece explícitamente en las expresiones de algunos de los parámetros de transferencia de calor propuestos por los autores [Specchia y Baldi, 1979].

I.3.3 Retención y saturación líquida

Se denomina retención líquida, h_T , a la fracción de volumen de reactor ocupada por el líquido contenido en el lecho en un dado instante.

La retención líquida puede clasificarse según su naturaleza en:

- ❖ Externa: se refiere al espacio exterior a las pastillas,
 - Estática: fracción de líquido que permanece en el espacio interparticular del lecho una vez drenado completamente el mismo (habiendo interrumpido la alimentación) (h_s).
Depende de las propiedades físicas del líquido y del tamaño y tipo de relleno.
 - Dinámica: fracción de líquido colectado durante el drenado del lecho (h_D).
Depende de los caudales de gas y líquido, de las propiedades físicas de ambos fluidos y de las características del relleno.
- ❖ Interna: en el caso de pastillas porosas, retención dentro de los poros (h_i).

Teniendo en cuenta que normalmente se considera que por capilaridad los poros están llenos de líquido, esta magnitud está directamente vinculada con el volumen de poros de la partícula. La excepción la constituyen situaciones con una muy mala distribución de líquido ó la presencia de reacciones altamente exotérmicas que generen puntos calientes localizados que ocasionan el secado interior de la pastilla.

La retención líquida total es la suma de las retenciones líquidas externa estática, externa dinámica e interna si la hubiera;

$$h_T = h_i + h_S + h_D \quad (1.3)$$

Una magnitud asociada y de uso más frecuente es la saturación líquida (volumen de líquido contenido en el lecho respecto del volumen de huecos); en el caso de pastillas no porosas, puede relacionarse con la retención líquida, de la siguiente manera:

$$\beta_T = \frac{h_T}{\varepsilon} = \frac{h_S + h_D}{\varepsilon} = \beta_S + \beta_D \quad (1.4)$$

Para la evaluación de la retención líquida externa estática se han presentado diversas expresiones [Martínez y col., 1994] las cuales normalmente están expresadas en función del número de Eötvos, que vincula fuerzas gravitacionales con la debida a la tensión superficial. Una de las más recientes es la de Sáez y col. (1991) que viene dada como:

$$h_S = \varepsilon \beta_S = 0.11 / (1 + E\ddot{o}) \quad (1.5)$$

donde: $E\ddot{o} = \rho_L g d_p^2 / \sigma_L$

Dada la dependencia que generalmente se indica de la retención externa estática con el número de Eötvos, para un líquido definido, la retención aumenta al disminuir el tamaño de pastilla.

Para la saturación líquida, de acuerdo a la información experimental existente, pueden establecerse algunos patrones de comportamiento:

- ❖ β_T aumenta conforme se incrementa el caudal de líquido a caudal de gas constante.
- ❖ β_T disminuye conforme el caudal de gas aumenta para un dado caudal de líquido.

- ❖ La presión del reactor no afecta a β_S .
- ❖ Para bajas velocidades de gas, β_T es independiente de la presión de operación sin importar el tipo de sistema gas-líquido.
- ❖ Para un determinado valor de los flujos máxicos de gas y líquido, β_T aumenta con la presión, ya que disminuye la velocidad superficial del gas como consecuencia del incremento de la densidad del mismo.
- ❖ β_T disminuye con la reducción de la viscosidad del líquido.
- ❖ β_T es mucho menor para líquidos espumantes que para líquidos no espumantes, debido a que en los primeros, las burbujas de gas se adhieren a las partículas sólidas con gran estabilidad.

Una correlación que ajusta una gran cantidad de datos experimentales correspondientes a todos los regímenes de flujo, a altas y bajas presiones, es la siguiente [Larachi y col. ,1991]:

$$\beta_T = 1 - 10^{-\zeta} \quad (1.6)$$

$$\zeta = 1.22 \frac{(We_L)^f}{(X_G)^g (Re_L)^h} \quad (1.6.a)$$

donde:

$$f = 0.15 \pm 0.016$$

$$g = 0.15 \pm 0.008$$

$$h = 0.20 \pm 0.013$$

De la misma forma que para la evaluación de la pérdida de carga, se presentarán algunas correlaciones de saturación que, aunque no son frecuentemente recomendadas en la bibliografía, han sido utilizadas en la evaluación de parámetros de transferencia de calor.

La correlación de Specchia y Baldi (1977), que debe resolverse simultáneamente con la correspondiente expresión para la evaluación de pérdida de carga (ecuación 1.2), es:

$$\beta_D = 3.86 Re_L^{0.545} (Ga^*)^{-0.42} (a_v d_p / \epsilon)^{0.65} \quad (1.7)$$

donde

$$Ga^* = \frac{d_p^3 \rho_L [g \rho_L + (\Delta P / \Delta z)]}{\mu_L^2} \quad (1.7.a)$$

La correlación de Wijffels y col. (1974) ha sido empleada por Chu y Ng (1985) para evaluar la saturación en el cálculo de la contribución estanca a la conductividad efectiva y se expresa como:

$$\beta_T = \left[\left(\frac{200(1-\varepsilon)}{Re_L} + 1.75 \right) \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} \frac{u_L^2}{g d_p} \right]^{1/4} \quad (1.8)$$

I.4 TRANSFERENCIA DE CALOR EN REACTORES DE LECHO FIJO

A pesar de la importancia señalada en el punto I.2., la transferencia de calor en los RTB ha sido un aspecto poco estudiado, máxime si se la compara con otros tópicos como la fluidodinámica de los RTB o la transferencia de calor en reactores de lecho fijo con flujo monofásico [Lemcoff y col., 1990]. En consecuencia, resulta de interés analizar en primer lugar los enfoques empleados para evaluar el proceso de transferencia de calor en lechos fijos, en general, y la información y correlaciones de transferencia de calor obtenidas para lechos fijos con flujo de una única fase. En conjunto con las características fluidodinámicas de los RTB constituyen las bases requeridas para evaluar adecuadamente la transferencia de calor en RTB. Posteriormente, se revisará críticamente la bibliografía referida a la transferencia de calor en reactores *trickle-bed*, tanto las técnicas experimentales empleadas, como las condiciones de trabajo estudiadas y las correlaciones disponibles para evaluar los parámetros de transferencia de calor.

I.4.1 Modelos para transferencia de calor en reactores de lecho fijo

Para la evaluación de la transferencia de calor con un fluido externo se pueden emplear modelos de diversa complejidad. Siguiendo las denominaciones utilizadas para sistemas con flujo de una única fase (sólido-fluido) se pueden plantear [Lemcoff y col., 1990] modelos heterogéneos o pseudohomogéneos, unidimensionales o bidimensionales. Dado que la aplicación a sistemas con dos fases fluidas que se

encuentra en la literatura está limitada a la utilización de modelos del tipo pseudohomogéneos, se analizarán con mayor detalle dichas alternativas.

El modelo más sencillo que puede plantearse es el *unidimensional pseudohomogéneo*. Las hipótesis sobre las cuales se plantea este modelo incluyen: una distribución uniforme del flujo sobre la sección del tubo; esto implica que no existan caminos preferenciales del flujo. Cuando se trata de un reactor multitubular se considera que la alimentación es la misma en cada tubo, en consecuencia cada tubo es representativo del conjunto de tubos. Por otra parte, se asume que no existen gradientes radiales de temperatura. Esta hipótesis del modelo es la que le confiere el carácter de *unidimensional*. Además, se considera que no existen gradientes de temperatura entre ninguna de las fases. Con esta suposición no es necesario plantear balances diferenciados para las fases sólida y fluidas, y es la que define el carácter *pseudohomogéneo*. En el modelo surge un único parámetro de transferencia de calor que es el coeficiente global de transferencia de calor, U_T . Este coeficiente, aunque no permite alcanzar una información detallada del proceso de transferencia de calor en el interior del lecho, es de gran utilidad para evaluar la capacidad global de transferencia de calor del sistema.

Dado que existe una diferencia de temperatura entre reactor y pared, aceptar que el perfil es plano significa considerar que toda la resistencia a la transferencia de calor está concentrada junto a la pared y por lo tanto la velocidad de transferencia de calor en cualquier punto intermedio del radio debería ser infinita, lo que implica que la capacidad de transferir calor de dicho medio (sólido+fluidos) es infinita. En cualquier sistema real esto no es así. La resistencia a la transferencia de calor no está concentrada en un punto, sino que está distribuida, de alguna manera, a lo largo del radio del tubo. La consecuencia inmediata de esta situación es que existen gradientes radiales de temperatura, es decir que el perfil no es plano.

Cuando se presenta una situación como la descrita suele ser necesario recurrir a un modelo que considere las variaciones de temperatura en dirección radial, y dado que obviamente también existirán gradientes axiales, deben plantearse balances para una geometría cilíndrica como la del tubo, en dos direcciones, restringiendo la uniformidad a la dirección angular únicamente. De esta forma, se genera un modelo bidimensional. Teniendo en cuenta que las restantes hipótesis del modelo

unidimensional pseudohomogéneo se mantienen, este modelo se denomina modelo *bidimensional pseudohomogéneo*.

En su formulación aparecen términos similares a los del unidimensional pseudohomogéneo en dirección axial, que tienen en cuenta el transporte convectivo en dicha dirección, mientras que en la dirección radial el flujo calor se representa con una ley del tipo Fourier. La conductividad que aparece en esta ley debe incorporar las características del lecho relleno, por lo que se denomina conductividad efectiva radial.

Si bien con las hipótesis realizadas el planteo puntual del balance de energía no ofrece inconveniente, existen diversas alternativas cuando se debe evaluar el proceso de transferencia de calor a lo largo de toda la dirección radial.

La alternativa más sencilla es asumir que la temperatura del lecho en su radio externo es exactamente igual a la temperatura de pared y que la conductividad efectiva radial es uniforme. De esta forma en el modelo aparece nuevamente un único parámetro de transferencia de calor, la conductividad efectiva radial.

Sin embargo, la estructura física de los lechos fijos no es uniforme en la dirección radial, ya que está profundamente afectada por la pared del "recipiente" que contiene a las pastillas [Mariani y col., 1999]. La variación de la porosidad del lecho con el radio del tubo es tal que fluctúa alrededor de un valor medio, pero en las cercanías de la pared presenta variaciones sistemáticas y muy pronunciadas.

Estas características conducen a que la conductividad efectiva en dirección radial no sea constante, en consecuencia habría que emplear una expresión de la misma como función del radio, particularmente a través de la variación en la porosidad. Esta alternativa ha sido contemplada en sistemas con flujo de una única fase [Papageorgiu y Froment, 1995; Delmas y Froment, 1988]. Sin embargo, dado que la principal variación en la porosidad se produce en la cercanía de la pared del tubo, es factible considerar concentrada allí toda la variación, mediante la inclusión de una resistencia adicional. Esta consideración permite emplear un valor constante de conductividad efectiva radial en la ecuación del balance de energía, y una condición de igualdad de flujos de calor en la pared del tubo como condición de contorno. De esta forma, surgen dos parámetros de transferencia de calor, la conductividad efectiva radial y el coeficiente de transferencia de calor en la pared. Esta última

alternativa ha sido extensamente empleada en lechos fijos con flujo monofásico y también es la más utilizada en lechos fijos con flujos bifásicos.

Los modelos heterogéneos, empleados en el análisis de la transferencia de calor en reactores con flujo monofásico [Dixon y Creswell, 1979, Pereira Duarte y col., 1984], plantean balances diferenciados para las fases sólida y fluida. Para el modelo bidimensional surgen cinco parámetros de transferencia de calor, que han sido denominados parámetros básicos [Dixon y Creswell, 1979]. Se ha demostrado que los parámetros de los modelos pseudohomogéneos y del modelo unidimensional heterogéneo pueden expresarse como combinación de dichos parámetros básicos [Dixon y Creswell, 1979; Pereira Duarte y col., 1985]. Resulta de interés revisar las expresiones disponibles para calcular los parámetros básicos de un sistema con flujo monofásico, ya que es una importante base de referencia para evaluar parámetros de transferencia de calor en sistemas con flujo bifásico.

1.4.2 Parámetros básicos de transferencia de calor en sistemas con flujo monofásico

Se han presentado diversos trabajos de revisión sobre los parámetros básicos de transferencia de calor en lechos con flujo monofásico [Lemcoff y col., 1990; Kulkarni y Doraiswamy, 1980; Schlünder, 1978]. En este punto el objetivo no es reiterar todas las conclusiones de estos trabajos, sino rescatar de los mismos los aspectos y, particularmente, la forma de las correlaciones que resultarán de mayor utilidad "a posteriori" para el análisis del sistema de flujo bifásico a estudiar.

De esta forma, se realizará exclusivamente una revisión sobre rellenos esféricos y para condiciones operativas equivalentes a las que se utilizarán en el sistema en estudio para cuatro de los cinco parámetros básicos, que son la conductividad radial efectiva de la fase sólida (k_{eS}), el coeficiente de transferencia de calor en la pared para la fase sólida (h_{wS}), la conductividad efectiva radial de la fase fluida (k_{eF}) y el coeficiente de transferencia de calor de la fase fluida (h_{wF}).

1.4.2.1 Conductividad efectiva radial de la fase sólida (k_{es})

Para la obtención de la conductividad efectiva de la fase sólida se recurre a las expresiones de conductividad efectiva de un lecho relleno sin flujo de fluido, k_{e0} . Este parámetro también incluye la transferencia por conducción en la fase fluida. No obstante, normalmente las expresiones que permiten calcular k_{e0} se basan en desarrollos teóricos, lo que permite, en cierta forma, separar el aporte de cada fase.

Cuando se considera un lecho sin flujo de fluidos el aporte por convección no es significativo, además para las condiciones de trabajo a emplear es posible despreciar la contribución de la radiación. En consecuencia, los mecanismos que normalmente se consideran son:

- Conducción en el fluido.
- Conducción en el sólido.
- Conducción a través de los filetes de fluido que rodean los puntos de contacto.
- Conducción a través de los puntos de contacto entre sólidos.

Crane y Vachon (1977) definen dos vías fundamentales utilizadas para el desarrollo de los modelos teóricos: los modelos de ley de Fourier y los modelos de ley de Ohm. Este segundo grupo de modelos aparece como el más adecuado, teniendo en cuenta la simplicidad y versatilidad de su planteo. Se basan en una adecuada combinación de los diferentes mecanismos que ocurren en cada fase al considerar que los mismos están en serie o en paralelo.

Uno de los modelos más conocidos basados en este tipo de enfoque es el desarrollado por Kunii y Smith (1960), que combina todos los mecanismos de conducción (y radiación en su versión original) señalados precedentemente.

Tsotsas y Martin (1987) han dividido los parámetros que tienen influencia sobre la conductividad térmica en parámetros primarios y secundarios. Los parámetros primarios tienen un efecto importante bajo cualquier condición operativa, y son las conductividades de las fases sólida y fluida y la porosidad de lecho. Los autores incluyen asimismo un parámetro adicional que describe el arreglo espacial de las partículas. Los parámetros secundarios pueden tener importancia bajo ciertas condiciones y están vinculados a los siguientes fenómenos: aporte a la

conductividad efectiva debido a la radiación, dependencia de la conductividad térmica del gas con la presión, transferencia de calor sólido-sólido debido al aplastamiento de las partículas alrededor de su punto de contacto, forma de las partículas, distribución de tamaño de partículas.

Lemcoff y col. (1990) compararon diversas expresiones desarrolladas para calcular k_{eo} con valores experimentales obtenidos de la literatura, para condiciones en las cuales únicamente los parámetros primarios definidos por Tsotsas y Martin eran significativos. Las mejores respuestas se obtuvieron con las correlaciones de Kunii y Smith (1960) y Bauer y Schlünder (1978b). La desviación promedio de los datos experimentales con respecto a ambas correlaciones fue del 20,5%, por lo tanto ambas aparecen como adecuadas para predecir la conductividad efectiva de un lecho relleno.

1.4.2.2 Coeficiente de transferencia de calor en la pared para la fase sólida (h_{ws})

La concepción del coeficiente de transferencia en la pared esta íntimamente vinculada a la variación de la conductividad efectiva en las cercanías de la pared que contiene al lecho. En forma similar a lo planteado para la conductividad de la fase sólida, se calcula h_{wo} , que agrupa el aporte de la fase sólida y un fluido estanco y que, para las condiciones típicas de un reactor catalítico de lecho fijo se puede asimilar a h_{ws} . En consecuencia, los mecanismos de transferencia incluidos en h_{wo} son análogos a los incluidos en k_{eo} .

La correlación presentada por Olbrich (1970) que puede expresarse del siguiente modo,

$$Nu_{w0} = \frac{h_{w0} d_p}{k_{eo}} = 2.12 \quad (1.9)$$

resulta adecuada [Lemcoff y col., 1990] para estimar este parámetro.

1.4.2.3 Conductividad efectiva radial de la fase fluida (k_{eF})

La conductividad efectiva radial de la fase fluida cuantifica la contribución convectiva del fluido a la transferencia radial de calor a través del lecho. En principio, por tratarse de la conductividad de la fase fluida, se debería incluir también el aporte

de la conducción molecular del fluido, sin embargo este aporte normalmente se contabiliza en la conductividad térmica estanca, como se señaló anteriormente.

Para la determinación experimental de este parámetro, al igual que para el coeficiente de transferencia de calor en la pared para la fase fluida, se suelen realizar estudios de transferencia de materia y luego se utilizan analogías para calcular los parámetros de transferencia de calor.

Teniendo en cuenta la analogía con la transferencia de materia, se ha utilizado la siguiente expresión para el ajuste de los resultados experimentales:

$$k_{ef}/k_F = \frac{Re Pr}{[1+c/Re] Pe_e^\infty} \quad (I.10)$$

donde los valores de c y Pe_e^∞ se han obtenido con ajustes empíricos.

Para transferencia de calor se considera suficiente tomar $c=0$. En las expresiones para calcular Pe_e^∞ que se encuentran en la literatura se incluyen dos aspectos del sistema: la geometría del relleno y la relación $a=d_T/d_P$. Teniendo en cuenta la expresión propuesta por Fahien y Smith (1955), se puede plantear una forma general de Pe_e^∞ que comprende diversas correlaciones, ésta es:

$$Pe_e^\infty = A + B \left(\frac{1}{a} \right)^\gamma \quad (I.11)$$

A partir de la comparación con resultados experimentales Lemcoff y col. (1990) recomendaron los valores $B = 155,2$, $\gamma = 2$ y $A = 8$ para partículas esféricas.

Una forma alternativa es la presentada por Bauer y Schlünder (1978a):

$$Pe_e^\infty = 8 (1/1.15) \left[2 - \left(1 - \frac{2}{a} \right)^2 \right] \quad (I.12)$$

Para partículas esféricas y $a > 10$ se obtiene una excelente concordancia entre las expresiones anteriores. Para valores de a menores la discrepancia se hace mayor, siendo de alrededor de un 40% para $a=4$. La dispersión de resultados experimentales se hace muy importante cuando a disminuye, lo que dificulta la elección de una correlación.

1.4.2.4 Coeficiente de transferencia de calor en la pared para la fase fluida (h_{wF})

A pesar de haberse llevado a cabo numerosos trabajos tendientes a la determinación de este coeficiente, incluyendo estudios de transferencia de materia y cálculo de h_{wF} mediante analogías, la dispersión de resultados que arrojan las correlaciones existentes es muy importante; generalmente las mismas se expresan de la siguiente forma:

$$Nu_{wF} = a_w Re^b Pr^p \quad (I.13)$$

Valores de los exponentes b , p y del coeficiente a_w de diversas correlaciones han sido colectados por Barreto y Martínez (1992). Un análisis de los mismos revela las profundas diferencias en el valor del exponente del Re , que va desde 0.34 hasta 1, y la dependencia, o no, de a_w con la relación d_T/d_p . Para p se acepta normalmente el valor de $1/3$. Barreto y Martínez (1992) sugieren la utilización de la correlación de Dixon y Labua (1985) para la cual $a_w = 1 - (1/a)$ y $b=0.61$. La misma no conduce a valores extremos del coeficiente y presenta una dependencia razonable con el número de Re .

Tsotsas y Schlünder (1990) cuestionaron la posibilidad de utilizar un modelo que considere flujo pistón, localizando simultáneamente, una resistencia adicional en la pared, para cualquier condición operativa. Estos autores consideraron que este enfoque sería estrictamente válido para números de Re mayores que 1000 para gases. La dispersión de resultados a bajos Re se debería, entonces, a que el modelo empleado para interpretar los resultados no es adecuado.

1.4.2.5 Parámetros de los modelos pseudohomogéneos

El vínculo requerido para expresar los parámetros correspondientes a los modelos pseudohomogéneos con los parámetros básicos ha sido analizado en numerosos trabajos [Lemcoff y col., 1990; Dixon y Cresswell, 1979] y, aunque se han postulado diversas alternativas, la forma más sencilla y tradicional consiste simplemente en adicionar el aporte de cada fase en el correspondiente parámetro de transferencia de calor, resultando:

$$k_{er} = k_{e0} + k_{eF} \quad (I.14)$$

y

$$Nu_w = Nu_{w0} + Nu_{wF} \quad (I.15)$$

I.4.3 Métodos experimentales empleados en el estudio de transferencia de calor en RTB y condiciones de trabajo estudiadas

Independientemente del modelo empleado, existen diversas alternativas experimentales para la evaluación de los parámetros involucrados en los mismos [Lemcoff y col., 1990]. En particular en los RTB se han utilizado dos esquemas.

La alternativa más empleada consiste simplemente en transferir calor a través de la pared de un tubo cilíndrico relleno, por el cual circulan en co-corriente descendente ambas fases fluidas. A partir de este esquema tradicional, se pueden plantear diferentes alternativas, las que están vinculadas a dos aspectos del funcionamiento del equipo:

- ❖ Una diferencia entre distintos trabajos está referida a la fuente o sumidero térmico externo, que puede ser un fluido que circula por la camisa, con [Matsuura y col., 1979a y b ; Specchia y Baldi, 1979; Hashimoto y col., 1976] o sin [Babu y Sastry, 1999] cambio de fase, o una resistencia eléctrica [Lamine y col., 1996]. La alternativa empleada influye en la condición de contorno del modelo planteado para interpretar los resultados, tanto por la forma de dicha condición como por la seguridad con que la misma se verifique efectivamente en forma experimental.
- ❖ La segunda diferencia entre los distintos trabajos experimentales se encuentra en las medidas de temperatura realizadas para estudiar, a partir de las mismas, el comportamiento térmico del equipo. Así, es posible medir la distribución radial de temperatura en una única posición axial, a la salida del lecho [Babu y Sastry, 1999; Specchia y Baldi, 1979], o a diferentes alturas dentro del lecho [Lamine y col., 1996; Matsuura y col., 1979; Hashimoto y col., 1976]. La segunda alternativa brinda mayor información, pero la introducción de sensores (normalmente termocuplas) dentro del lecho puede generar una distorsión en el flujo. Las medidas de la distribución radial son discretas; en consecuencia el número de puntos de medida es otro factor de importancia,

así como el análisis de posibles desviaciones angulares. Otras medidas adicionales requeridas son las temperaturas de entrada y de pared. En este caso, las alternativas pueden ser medir la posible distribución de las mismas o medir en un único punto y asumir que se mantiene constante en todo punto. Esta suposición requiere de una verificación, ya que de otra forma se cometería un error en la interpretación de los resultados.

Una segunda alternativa empleada para analizar exclusivamente la conductividad efectiva radial ha sido trabajar con un lecho adiabático, alimentado con dos pares de corrientes de gas y líquido. En una posición se ingresan las corrientes líquida y gaseosa frías y en otra las calientes. Crine (1982) utilizó un lecho cilíndrico, alimentando la corriente de líquido caliente en el centro y la fría en una corona circular. De acuerdo a la descripción de su procedimiento experimental el gas tenía una única entrada y por lo tanto una única temperatura. Grosser y col. (1996), en cambio, utilizaron un lecho de sección cuadrada, introduciendo en una mitad ambas corrientes frías (gas y líquido) y en la otra mitad las corrientes calientes. Con cualquiera de las variantes, al fluir por el lecho, se produce la mezcla lateral de las corrientes generándose un perfil de temperatura en la dirección perpendicular al flujo de los fluidos. Grosser y col. (1996) señalaron la necesidad de modificar ligeramente la viscosidad del líquido caliente, ya que la diferencia de temperatura entre las corrientes modifica la viscosidad del líquido y da lugar a perfiles asimétricos de temperatura. Se debe verificar que los efectos de mezclado no alcancen las paredes laterales del recipiente, así las medidas de temperatura en las posiciones adecuadas permiten estimar un valor para la conductividad efectiva del lecho en dirección perpendicular al flujo principal.

A pesar de las diferencias experimentales, los valores de conductividad efectiva radial obtenidos mediante ambas alternativas pueden ser comparados, pues las características de los sistemas experimentales no deberían afectar al valor de la misma. Detalles adicionales conducentes a la obtención de medidas representativas del sistema estudiado se encuentran en las publicaciones originales.

Las Tablas I.1.a. y I.1.b. resumen las principales características de los sistemas empleados en los estudios experimentales de transferencia de calor con flujo bifásico descendente, independientemente del sistema experimental empleado.

Tabla I.1.a.: Estudios experimentales de transferencia de calor con flujo bifásico descendente: características geométricas y del relleno

Autor	Geometría del relleno	Material	d_p [mm]	d_T [mm]
Weekman y Myers (1965)	Esferas	TCC	3.78	76.2
		Vidrio	4.75	
		Alúmina	6.48	
Hashimoto y col. (1976)	Esferas	Vidrio	2.6 / 4.8	73.8
		Alúmina	4.4	
Specchia y Baldi (1979)	Esferas	Vidrio	6	141
		Cerámica	12.9	
	Anillos	Cerámica	6 x 6	
Matsuura y col. (1979)	Esferas	Vidrio	1.2 / 2.6 / 4.3	76
Crine (1982)	Esferas	γ-Alúmina	2.2	600
Grosser y col. (1996)	Esferas	Vidrio	11.1 / 15.0 / 25.4	210 x 210 (*1)
		Úrea-Formaldeído	5.5 / 4.5 / 2.0	
Lamine y col. (1996)	Esferas	Vidrio	2.0 / 6.0	100
Babu y Sastry (1999)	Esferas	Vidrio	4.05 / 6.75	50
	Esferas	Cerámica	2.59	
	Anillos Raschig	Cerámica	4.0 / 6.75	

(*1) Sección cuadrada

Tabla I.1.b.: Estudios experimentales de transferencia de calor con flujo bifásico descendente: fluidos utilizados y condiciones operativas

Autor	Gas	Líquido	Rango de flujo gaseoso [kg m⁻² s⁻¹]	Rango de flujo líquido [kg m⁻² s⁻¹]	Regímenes de Flujo
Weekman y Myers (1965)	aire	agua	0.07 - 1.6	1.7 - 34	<i>trickle</i> y pulsante (I)
Hashimoto y col. (1976)	aire	agua o solución de agua y glicerina	0.13 - 1.4	0.0-32	<i>trickle</i> , pulsante y de burbujas (I)
Specchia y Baldi (1979)	aire	agua	0.0 - 1.5	5.6 - 17.9	baja y alta interacción (I)
Matsuura y col. (1979 a y b)	aire	agua	0.01 - 1.1	0.6 - 50.0	<i>trickle</i> , pulsante y de burbujas (I)
Crine (1982)	aire	agua	0.007 - 0.04	1.5 - 5.0	<i>trickle</i> (I)
Grosser y col. (1996)	aire	agua o sol. de CMC (carboximetil celulosa)	Se informa Re _G	Se informa Re _L	<i>trickle</i> y pulsante (II)
Lamine y col. (1996)	N ₂	agua o sol. de etilenglicol	0.0 - 0.4	1.0 - 50.0	baja y alta interacción (I)
Babu y Sastry (1999)	aire	agua	0.01 - 0.898	3.16 - 71.05	<i>trickle</i> , pulsante y de burbujas (I)

(I) Definido por los autores

(II) Estimado a partir de los datos experimentales y mapas de flujo de Charpentier y Favier (1975) y Tosun (1984)

El análisis de la influencia de las variables estudiadas experimentalmente sobre la velocidad de transferencia de calor se realizará directamente sobre la incidencia reportada en las correlaciones obtenidas para los parámetros de transferencia de calor.

Se debe señalar que en el trabajo de Babu y Sastry (1999), aunque se indican las condiciones experimentales estudiadas, prácticamente no se reportan valores de los parámetros de transferencia de calor ni correlaciones. El trabajo se centra casi exclusivamente en el análisis de los métodos de regresión. En consecuencia, no será retenido al momento de analizar las correlaciones de los parámetros de transferencia de calor.

I.4.4 Correlaciones de los parámetros de transferencia de calor en RTB

Las correlaciones de los parámetros de transferencia de calor en RTB se han obtenido normalmente a partir de la regresión de la información recabada en los trabajos experimentales mencionados en el punto I.1.4.3. La única excepción conocida es la correlación de conductividad efectiva radial de Chu y Ng (1985) que fue derivada teóricamente. En todas las regresiones se utilizaron modelos pseudohomogéneos, pero existen ciertas diferencias entre los trabajos que deben puntualizarse para realizar una comparación sistemática de los resultados.

Weekman y Myers (1965), correlacionaron sus datos experimentales utilizando un modelo que considera un único parámetro de transferencia de calor, una conductividad térmica efectiva uniforme en dirección radial. En consecuencia, y dado el equipo experimental utilizado, su correlación no es estrictamente comparable con las restantes de literatura y será analizada en forma aislada (véase el apartado I.4.4.1).

Crine (1982) y Grosser y col. (1996) también obtuvieron solamente valores de conductividad efectiva radial, pero, dado el tipo de equipo experimental, los valores obtenidos son comparables con el de otros autores que emplearon modelos de dos parámetros, conductividad efectiva radial y coeficiente en la pared. La expresión de la conductividad efectiva radial alcanzada por Chu y Ng (1985) también es comparable con el resto de las correlaciones. Por esta razón, el análisis de su expresión se incluye en el ítem I.4.4.2.

No se conocen correlaciones del coeficiente global de transferencia de calor en RTB obtenidas directamente a partir de resultados experimentales.

1.4.4.1 Modelos de un parámetro

El primer estudio conocido de transferencia de calor en sistemas del tipo *trickle-bed* corresponde a Weekman y Myers (1965).

Se debe aclarar que si bien los autores trabajan en condiciones de alta y baja interacción, no está indicado explícitamente en el trabajo si en el ajuste de los parámetros se incluyen datos de ambos regímenes o solamente de alguno en particular. Del análisis de los resultados reportados puede inferirse que la mayor parte de los mismos corresponde al régimen pulsante.

Se plantea un modelo de tipo bidimensional pseudohomogéneo con una condición de contorno de temperatura de pared prescrita, $T(r = R_T) = T_w$. Se ajusta un único parámetro, la conductividad térmica efectiva global, k_{er} . Se postula una primera correlación adicionando el aporte del sistema estanco, de la fase gaseosa y del líquido, pero finalmente se desarrolla otra expresión donde la influencia de la fase gaseosa no aparece explícitamente, sino a través de la saturación líquida, resultando:

$$k_{er} = 12.17 + 0.000285 \frac{k_L}{\varepsilon \beta_T} \frac{d_T}{d_P} Re_L Pr_L \quad [W \ m^{-1} \ ^\circ C^{-1}] \quad (I.16)$$

Aquí la conductividad térmica efectiva global consta de dos aportes, uno representado por un término asociado a la conductividad efectiva estanca (sin flujo de fluidos), y otro que involucra el aporte del flujo de líquido (a través del Re_L y la retención líquida). La longitud característica adoptada es el diámetro de tubo, d_T . El valor del aporte estanco a la conductividad efectiva, $12.17 \ W \ ^\circ C^{-1} \ m^{-1}$, se presenta como excesivamente alto si se lo compara con la estimación del mismo empleando correlaciones conocidas para sistemas con flujo de una única fase [Bauer y Schlünder, 1978b; Kunii y Smith, 1960]. El valor obtenido pierde sentido si se tiene en cuenta que: la conductividad de los sólidos utilizados se ubicó entre 0.173 y $0.519 \ W \ ^\circ C^{-1} \ m^{-1}$, y la del agua en las condiciones de trabajo es aproximadamente de $0.64 \ W \ ^\circ C^{-1} \ m^{-1}$. La conductividad estanca no puede ser mayor que la de cada componente individual en un sistema donde el aporte radiante no influye. La

dependencia con el Re_L y el Pr_L resulta análoga a la de los sistemas bifásicos, pero no tiene sentido una dependencia directa con la relación de aspecto si se quisiese comparar esta expresión con los resultados obtenidos al emplear el modelo de dos parámetros (véase el punto 1.4.4.2). En función de este análisis y la forma en que fue obtenida la misma, esta expresión de conductividad efectiva radial no será retenida para su comparación.

1.4.4.2 Modelos de dos parámetros

Como se señaló previamente, una aproximación más adecuada a la situación real, y mayoritariamente utilizada en el análisis de transferencia de calor en lechos rellenos, tiene en cuenta en forma diferenciada la resistencia a la transferencia de calor en las regiones del lecho próximas a la pared, con lo cual surgen dos parámetros: el coeficiente de transferencia de calor en la pared, h_w , y la conductividad térmica efectiva radial, k_{er} .

La dependencia de dichos parámetros con las características geométricas y operativas del sistema y con las propiedades físicas de los fluidos generalmente se ha establecido ajustando los datos experimentales con expresiones derivadas del desarrollo de modelos que distinguen los aportes de los distintos mecanismos de transferencia de calor (conducción y convección), y la contribución de cada fase (gas, líquido y sólido) a la transferencia global, siendo la expresión propuesta por Chu y Ng (1985) la excepción, ya que está basada exclusivamente en desarrollos teóricos.

Conductividad térmica efectiva radial (k_{er})

Distintos autores coinciden en extender el enfoque empleado para sistemas con flujo monofásico (utilizado entre otros por Yagi y Kunii, 1957), incluyendo el aporte de la segunda fase fluida; de esta manera pueden identificarse tres aportes a la conductividad térmica efectiva:

- ❖ k_{e0} : conductividad efectiva estanca (sin flujo de fluidos).
- ❖ k_{eL} : contribución del flujo de líquido debida a la mezcla lateral
- ❖ k_{eG} : contribución del flujo de gas debida a la mezcla lateral

Consecuentemente:

$$k_{er} = k_{e0} + k_{eG} + k_{eL} \quad (I.17)$$

Las contribuciones debidas a la mezcla lateral del gas y el líquido pueden expresarse [Ranz, 1952] de la siguiente manera,

$$k_{ei} = \alpha_i (\sigma d_p) G_i C_{pi} \quad (I.18)$$

donde:

α_i es cociente entre el flujo másico en la dirección en la que se produce la transferencia y el flujo másico en dirección axial. Depende de los caudales de gas y líquido, de las propiedades físicas y parámetros de transporte de los fluidos involucrados, de la forma y tamaño del relleno y de la estructura -arreglo que adopten las pastillas- del lecho.

σ , es la relación entre la distancia promedio entre partículas vecinas y el diámetro de pastilla. Depende exclusivamente del tamaño y la forma del relleno y de la estructura del lecho.

Reemplazando en la expresión de la conductividad efectiva y reordenando,

$$k_{er} = k_{e0} + \alpha_G \sigma Re_G Pr_G k_G + \alpha_L \sigma Re_L Pr_L k_L \quad (I.19)$$

La expresión anterior puede adquirir mayor generalidad formulada del siguiente modo,

$$k_{er} = k_{e0} + a \gamma Re_G^c Pr_G^d k_G + b Re_L^e Pr_L^f k_L \quad (I.20)$$

donde $\gamma = \frac{C_{pG}^*}{C_{pG}}$, C_{pG}^* , es una capacidad calorífica ficticia que se calcula como

(véase el apartado III.4):

$$C_{pG}^* = \frac{\Delta H}{\Delta T} = \frac{\hat{H}_M^{SALIDA} - \hat{H}_M^0}{\bar{T} - T_0}$$

\hat{H}_M es la entalpía específica de la mezcla saturada aire-vapor de agua por unidad de aire seco y T_0, \bar{T} son las temperaturas medias a la entrada y a la salida del lecho

a y b son funciones de los parámetros fluidodinámicos y de la estructura y forma del relleno (véase la Tabla I.3).

c, d, e y f son parámetros de ajuste.

Esta forma general permite ajustar la conductividad efectiva en función de las variables operativas, propiedades físicas y parámetros de transporte de ambos fluidos y características del relleno.

Specchia y Baldi señalan que en el caso mas favorable (altos caudales de gas y bajos de líquido) el aporte estanco y debido al flujo de la fase gas (primero y segundo término de la ecuación I.20) representa el 30% del valor de la conductividad efectiva.

Con variantes, la (I.20) engloba todas las expresiones disponibles para calcular la conductividad efectiva, con excepción de la presentada por Crine (1982). Sin embargo, esta última no será considerada posteriormente ni se empleará en la comparación entre las diferentes correlaciones, ya que en la misma se incluyen cuatro parámetros de ajuste que fueron obtenidos por el autor para una sola combinación de fluidos, un único diámetro de pastilla y en un rango relativamente pequeño de caudales de líquido, sin que hayan sido explicitadas expresiones para su evaluación. Asimismo, Crine (1982) señala que no es sencillo encontrar en la literatura otros valores de estos parámetros en virtud de la originalidad de la expresión propuesta. Ante esta situación, la expresión de conductividad efectiva aparece como limitada para ser utilizada en las condiciones estudiadas por Crine.

Diversos autores han extendido sus estudios a diferentes regímenes fluidodinámicos, sin embargo, no siempre se retiene la diferencia entre los mismos en el momento de plantear correlaciones. Hashimoto y col. (1976) y Matsuura y col. (1979a) postulan la misma expresión de conductividad efectiva para todos los regímenes; aún así, los parámetros fluidodinámicos se calculan teniendo en cuenta el régimen de flujo correspondiente. Por su parte, Specchia y Baldi (1979) y Lamine y col. (1996) diferencian las correlaciones entre régimen de alta y baja interacción. Grosser y col. (1996) postulan una única expresión para la conductividad efectiva, pero solamente para una zona de las condiciones operativas estudiadas, que corresponde esencialmente a alta interacción.

Hashimoto y col. (1976) y Matsuura y col. (1979a) retienen en sus expresiones los

tres términos de la ecuación (I.20) y adoptan, en concordancia con Ranz (1952), una funcionalidad de tipo lineal entre la conductividad efectiva y los números de Reynolds y Prandtl para ambas fases fluidas, esto implica que $c = d = e = f = 1$.

Specchia y Baldi (1979) proponen una relación lineal entre la conductividad efectiva y los números de Reynolds y Prandtl de la fase gaseosa y obtienen ajuste mediante para el exponente correspondiente al número de Reynolds del líquido los valores mostrados en la Tabla I.2. Debe notarse que el factor b propuesto por los autores (véase la Tabla I.3) depende también de los números de Reynolds del gas y del líquido a través de la saturación total de líquido.

Tabla I.2.: Dependencia la conductividad efectiva con los números de Reynolds y Prandtl de la fase líquida

	e	f	Régimen de flujo
Specchia y Baldi (1979)	0.13	1	Baja interacción
	0.325	1	Alta interacción
Lamine y col. (1996)	1	1	Baja interacción
	2/3	2/3	Alta interacción

Lamine y col. (1996) no incluyen en forma directa la influencia del flujo de la fase gas sobre la conductividad efectiva (desprecian el segundo término de la ecuación I.20). Para el tercer término en el régimen de baja interacción extienden la correlación propuesta por Bauer y Schlünder (1978a) para una única fase fluida (véase las ecuaciones I.10 y I.12), con lo que resultan los exponentes e y f de la Tabla I.2. El coeficiente b se explicita en la Tabla I.3, donde se observa la dependencia con β_T , que implica un efecto adicional de los caudales de gas y líquido.

Para el régimen de alta interacción la expresión sugerida presenta la misma forma pero modificando la dependencia de la conductividad efectiva con el $Re_L Pr_L$ (Tabla I.2) y con la retención de líquido (véase la Tabla I.3).

La expresión propuesta por Grosser y col. (1996) no se encuadra dentro de la expresión (I.20) desde un punto de vista formal, ya que comprende un único término,

donde aparece simultáneamente la dependencia de los números de Reynolds del gas y del líquido.

La expresión obtenida por Chu y Ng (1985) se deriva de plantear un modelo basado en la denominada teoría del medio efectivo (para el aporte estanco) y el análisis del movimiento al azar (para el término dependiente del flujo del líquido). Esta expresión no considera el aporte de la fase gas en forma explícita, pero lo hace a través de su influencia sobre la saturación total de líquido, incluida en el término asociado a la conductividad estanca.

En la Tabla I.3 se presenta la dependencia, reportada por los distintos autores, de los parámetros (a , b , k_{e0}) involucrados en el cálculo de la k_{er} respecto de las propiedades físicas, características geométricas y variables operativas.

Debe aclararse que Matsuura y col. (1979) presentan distintos valores para los parámetros k_{e0} , a y b de acuerdo al valor del diámetro de pastilla (véase la Tabla I.3).

Las variaciones en los caudales de gas y de líquido no influyen solamente a través de los valores del Re_L y del Re_G sino también a través de la retención de líquido. Los valores de β_T requeridos en algunos casos para estimar los parámetros k_{e0} , a y b de la Tabla I.3 fueron obtenidos por medio de las correlaciones sugeridas por los correspondientes autores. Para aquellos casos en donde los autores no mencionan ninguna expresión en particular se empleó la correlación de Larachi y col., 1991 (ecuaciones I.6).

En las Figuras I.1 y I.2 se comparan los valores predichos para la conductividad efectiva empleando las distintas correlaciones. Las condiciones analizadas en todos los casos corresponden al flujo de aire y agua en régimen de baja interacción, por lo que no incluye la correlación de Grosser y col. (1996).

Puede observarse en la Figura I.1 que todas las correlaciones predicen un aumento de la conductividad térmica efectiva con el caudal de líquido, lo cual es esperable, y es también coincidente con los resultados experimentales de Crine (1982) y Grosser y col. (1996).

Sin embargo, surgen discrepancias altamente significativas en los valores obtenidos, así como en la dependencia con el caudal de líquido. En particular, la correlación de Specchia y Baldi (1979) presenta una dependencia muy pequeña con Re_L , la cual no es compensada con la dependencia con la retención de líquido.

Tabla 1.3.: Dependencia de los parámetros usados en las distintas correlaciones para el cálculo de la conductividad térmica efectiva con las propiedades físicas, variables operativas y características geométricas.

Autores	Parámetro				
	d_p [mm]	k_{e0}	a	b	
Hashimoto y col. (1976)	-	0.465	0.095	$\left\{ 0.197 + \frac{1}{1.9 + 0.0264 \left[d_e G_L / (\epsilon \beta_T \mu_L) \right]} \right\} \frac{2\epsilon d_e}{3(1-\epsilon) d_p}$	
Specchia y Baldi (1979)	-	$\left[\epsilon + \frac{1-\epsilon}{0.22\epsilon^2} \frac{2 k_G}{3 k_S} \right] k_G$	$\frac{1}{8.65 \left[1 + 19.4 \left(\frac{1}{a} \right)^2 \right]}$	$24.4 (\epsilon \beta_T)^{0.87}$	RBI RAI
Matsuura y col. (1979)	1.2 2.6 4.3	0.81 1.05 0.93	0.412 0.334 0.290	$0.201 (1 + 2.83 \cdot 10^{-2} Re_G)$ $0.167 (1 + 1.34 \cdot 10^{-2} Re_G)$ $0.152 (1 + 6.32 \cdot 10^{-3} Re_G)$	
Chu y Ng (1985)	-	$f(\epsilon, k_G, k_S, k_L, d_p, \beta_T)$	-	0.167	
Lamine y col. (1996)	-	Bauer y Schlünder (1978b)		$\frac{1}{8\beta_T \left[2 - \left(1 - \frac{2}{a} \right)^2 \right]}$	RBI RAI

RBI: Régimen de baja interacción - RAI: Régimen de alta interacción

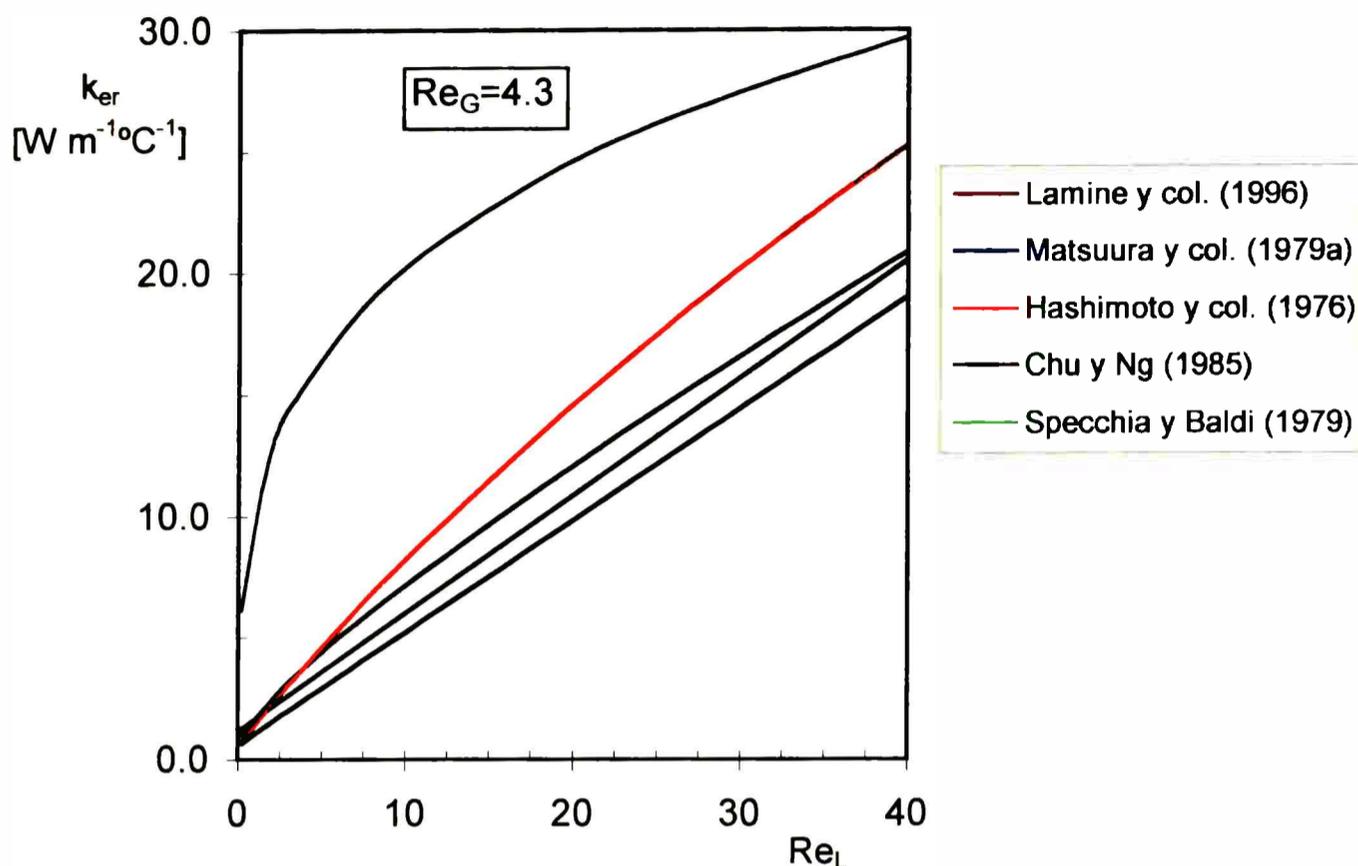


Figura I.1.: Conductividad térmica efectiva vs. número de Reynolds del líquido. Sistema aire-agua. $Re_G = 4.3$; $d_p = 3$ mm; $T=40$ °C; $\varepsilon = 0.40$; $d_T = 0.0514$ m; relleno: esferas de vidrio.

Las mencionadas diferencias se pueden ejemplificar considerando que para un valor de $Re_L=40$, la banda de incertidumbre en el valor predicho es de aproximadamente 52 %, mientras que para valores de número de Reynolds del líquido menores esta diferencia es aún mayor debido a la influencia de la correlación de Specchia y Baldi (1979). No obstante, debe aclararse que si bien estos autores no limitan la validez de la expresión propuesta, las condiciones experimentales abordadas por los mismos corresponden a $Re_L > 33.6$.

Estas discrepancias representan una falencia muy seria de las correlaciones disponibles en la bibliografía.

La Figura I.2 muestra la variación de la conductividad térmica efectiva con el caudal de gas manteniendo constante el caudal de líquido. Nuevamente se observan discrepancias importantes, esta vez no tan solo en los valores obtenidos, sino también respecto a la tendencia de cada correlación. Ante un aumento en el caudal de gas las correlaciones de Matsuura y col. (1979a) y Lamine y col. (1996) predicen un crecimiento monótono de la conductividad, mientras que para la correlación de

Specchia y Baldi (1979) hay una disminución sostenida. De acuerdo a las expresiones propuestas por Hashimoto y col. (1976) y por Chu y Ng (1985), en las condiciones evaluadas, un aumento en el caudal de gas parece no tener una influencia apreciable en el valor de la conductividad efectiva. Los resultados experimentales de Crine (1982) indican que no existe influencia del caudal gaseoso sobre la conductividad efectiva. Los resultados de Grosser y col. (1996) muestran que a bajos caudales de líquido el caudal gaseoso prácticamente no influye en el valor de conductividad efectiva, mientras que a altos caudales de líquido se observa un leve incremento de la conductividad efectiva con el caudal gaseoso, pasando por un máximo para luego disminuir. Sin embargo, esta variación debe analizarse teniendo en cuenta que se produce un cambio de régimen, por lo que podría concluirse que en régimen de baja interacción la influencia del caudal gaseoso observada por estos autores es muy pequeña.

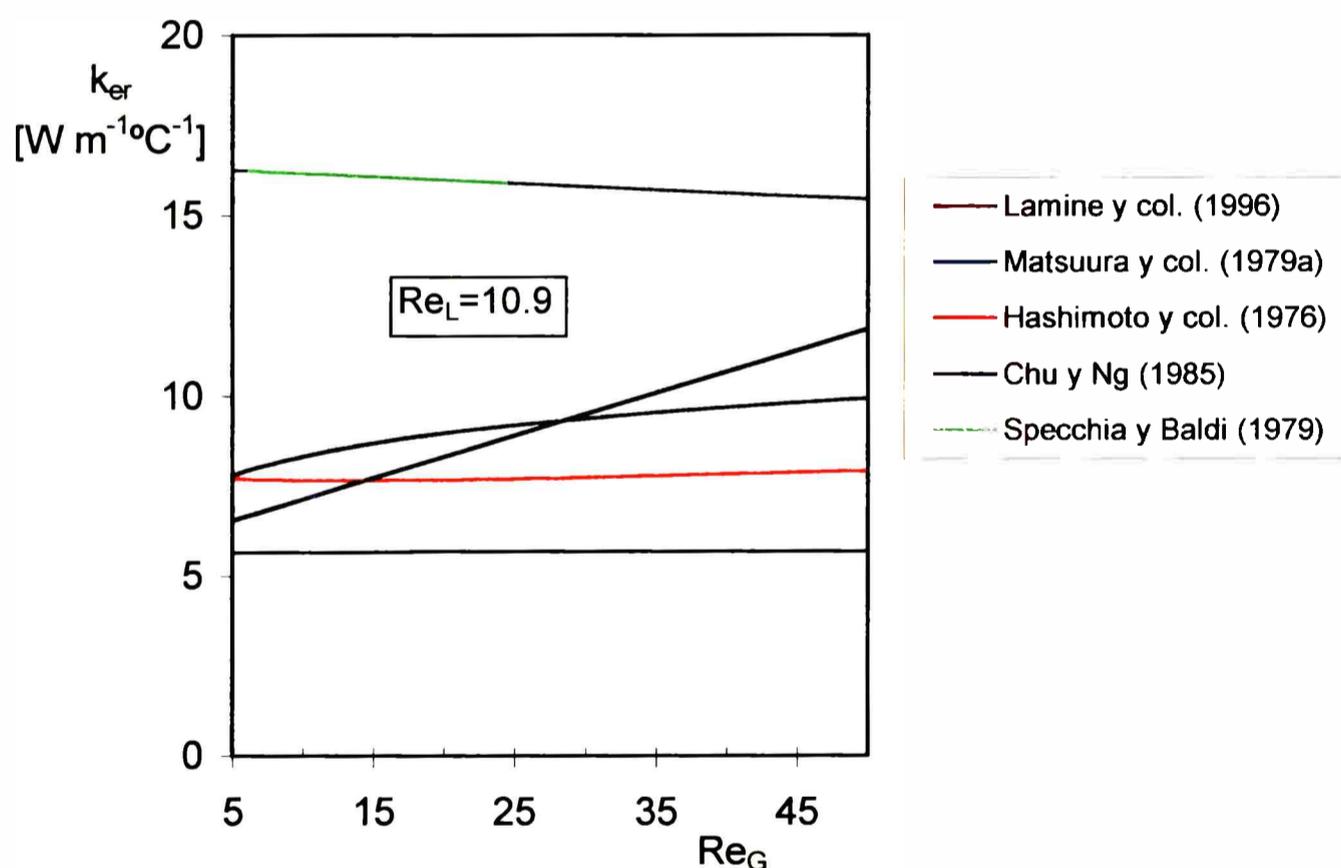


Figura I.2.: Conductividad térmica efectiva vs. número de Reynolds del gas. Sistema aire-agua. $Re_L = 10.9$; $d_P = 3$ mm; $T=40$ °C; $\varepsilon = 0.40$; $d_T = 0.0514$ m; relleno: esferas de vidrio.

Con relación al término estanco, aunque hay discrepancias entre los diversos autores (véase la Tabla I.3), las diferencias quedan enmascaradas teniendo en

cuenta que su aporte a la conductividad efectiva radial no es altamente significativo.

Coeficiente de transferencia de calor en la pared (h_w)

El análisis de los trabajos donde se ha determinado el coeficiente de transferencia de calor en la pared es más limitado y menos concluyente que el de los trabajos donde se obtuvo la conductividad efectiva radial, por un conjunto de razones:

- ♣ El coeficiente de transferencia de calor en la pared puede obtenerse en aquellas experiencias que consisten en el intercambio de calor con un medio externo. Esto excluye algunas de las alternativas empleadas para la obtención de la conductividad efectiva radial. Asimismo, para ciertas relaciones de aspecto y/o tamaño, de pastilla la información obtenida experimentalmente no resulta adecuada para obtener el coeficiente de transferencia de calor en la pared.
- ♣ No es posible formular una expresión del tipo de la I.20 abarcativa de las correlaciones para conductividad efectiva presentadas en la bibliografía.
- ♣ Los resultados y correlaciones de sistemas de una única fase fluida, que están razonablemente bien desarrollados para la evaluación de la conductividad efectiva, presentan mucha mayor dispersión para la evaluación del coeficiente de transferencia de calor en la pared. No hay modelos mecánicos plenamente aceptados y en general se adoptan expresiones equivalentes del número de Nusselt a las obtenidas en tubos sin relleno (véase el apartado I.4.2). Sin duda se puede esperar una situación menos definida en un sistema más complejo como el de un lecho relleno con flujo bifásico, donde la influencia de las fases no solo se refleja en la transferencia de calor sino en el régimen de flujo.

Matsuura y col. (1979b) plantean un modelo que distingue cinco mecanismos a través de los cuales se produce la transferencia de calor en las inmediaciones de la pared, obteniendo la siguiente expresión:

$$h_w = h_{w0} + h_{ws} + \frac{1}{\frac{1}{h_{wT,L} + h_{wT,G}} + \frac{1}{h_w^*}} \quad (I.21)$$

donde los coeficientes de transferencia se corresponden con los siguientes mecanismos:

- 1.- Transferencia de calor a través de los puntos de contacto entre las partículas sólidas y la pared, h_{w0}
- 2.- Transferencia de calor a través del film de líquido existente alrededor de los puntos de contacto, h_{ws} .
- 3.- Transferencia de calor debida a la mezcla lateral de líquido, $h_{wT,L}$
- 4.- Transferencia de calor debida a la mezcla lateral de gas, $h_{wT,G}$.
- 5.- Transferencia de calor a través de la capa de fluido adyacente a la pared, h_w^*

Si bien el planteo mecanístico es razonable, resulta muy complejo obtener la dependencia de cada coeficiente con las condiciones de proceso, propiedades de los fluidos y características del relleno a partir del valor del único parámetro h_w que puede obtenerse experimentalmente.

Consecuentemente, los autores plantean una idealización de la situación física postulando que no existe líquido sobre la pared del lecho excepto en los puntos de contacto partícula-pared, y suponen adicionalmente, que la cantidad del mismo se incrementa conforme lo hace la saturación líquida.

En función de esta idealización resulta que el aporte del mecanismo 3 es nulo, y las contribuciones de los mecanismos 4 y 5 son funciones del número de Reynolds del gas y se estiman a través de correlaciones existentes en la bibliografía. Por otra parte, como la contribución del camino 1 no depende de los caudales de gas y líquido, el único aporte relevante es el del mecanismo 2 y los autores lo correlacionan en función de la saturación dinámica de líquido.

La idealización realizada por Matsuura y col. (1979b) parece no tener demasiado fundamento y, adicionalmente, resulta contradictoria. En el régimen *trickle* pueden alcanzarse valores significativos de saturación líquida, con lo cual debería verificarse una muy mala distribución del mismo para asumir que en la zona cercana a la pared no hay líquido. Los resultados experimentales de Weekman y Myers (1964) y observaciones visuales propias indican que aunque la distribución radial de líquido depende del caudal gaseoso, siempre en la zona cercana a la pared el flujo de líquido es alto.

Las expresiones de los distintos coeficientes pueden encontrarse en el artículo original [Matsuura y col., 1979b]. El coeficiente h_{ws} se correlaciona directamente en forma lineal con la saturación dinámica, pero cambia de pendiente a cierto valor de

la misma, presentando ambas pendientes valores muy diferentes, lo cual, tampoco tiene una explicación física razonable (véase el apartado III.6.1.2).

Specchia y Baldi (1979) por su parte indican que los valores de h_w en flujo bifásico son, al menos, un orden de magnitud mayores que los correspondientes para el flujo de gas únicamente, atribuyendo esta diferencia a la presencia de una película líquida sobre la pared. De esta forma postulan que el coeficiente de transferencia en la pared depende de la velocidad intersticial de líquido. Esta explicación es contrapuesta a la señalada por Matsuura y col. (1979b), y resulta físicamente más lógica. Aunque Specchia y Baldi (1979) realizan un análisis cualitativo de la posible influencia del gas, no la expresan en forma mecánica ni a través de su expresión sino que simplemente proponen:

Régimen de baja interacción:

$$Nu_w = \frac{d_e h_w}{k_L} = 0.057 \left(\frac{Re_L}{\beta_L} \right)^{0.89} Pr_L^{1/3} \quad (1.22)$$

Para el régimen de alta interacción obtienen valores aproximadamente constantes del coeficiente de transferencia de calor en la pared. Nuevamente realizan una explicación cualitativa del fenómeno, pero sugieren emplear:

Régimen de alta interacción:

$$h_w = 2100 [W m^{-2} \text{ } ^\circ C^{-1}] \quad (1.23)$$

Muroyama y col. (1977) presentan diferentes expresiones de acuerdo al valor del número de Reynolds del líquido:

Para $4 < Re_L (\mu_0/\mu_L) < 20$

$$Nu_w = \frac{d_p h_w}{k_L} = 0.012 Re_L^{1.7} Pr_L^{1/3} \quad (1.24)$$

Para $20 \leq Re_L (\mu_0/\mu_L) < 200$

$$Nu_w = \frac{d_p h_w}{k_L} = 0.092 \left(\frac{Re_L}{\beta_L} \right)^{0.8} Pr_L^{1/3} \quad (1.25)$$

donde μ_0 es la viscosidad del líquido a 15 °C.

Obsérvese en estas expresiones la enorme diferencia en la dependencia del coeficiente con el caudal de líquido, la cual es más fuerte que el exponente del Re_L si se tiene en cuenta que la saturación de líquido también aumenta con el caudal del mismo.

Por último, Lamine y col. (1996) proponen una expresión empírica, de tipo dimensional válida solamente para el régimen de alta interacción,

$$h_w = 318.0 \beta_T G_L \quad [W m^{-2} \text{ } ^\circ C^{-1}] \quad (1.26)$$

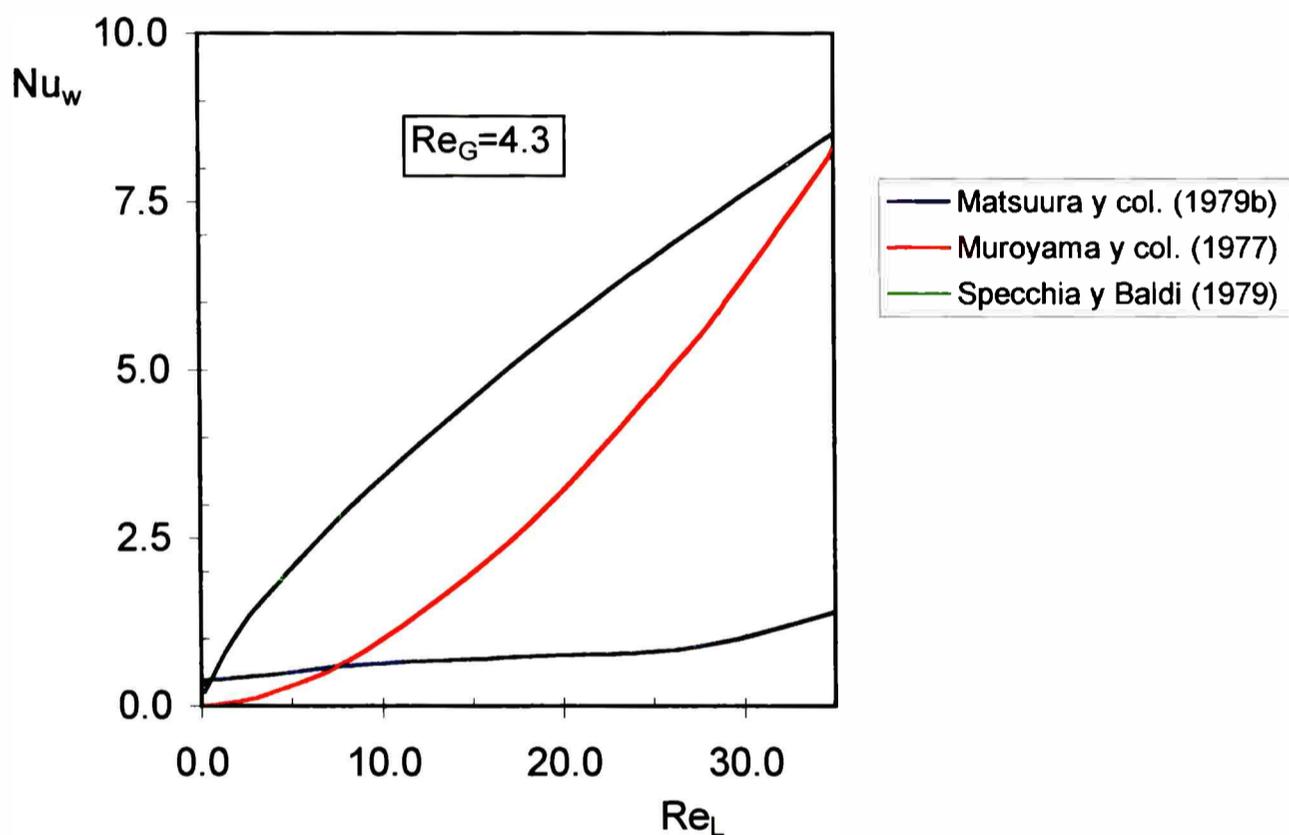


Figura I.3.: Coeficiente de transferencia en la pared vs. número de Reynolds del líquido. Sistema aire-agua; $Re_G = 4.26$; $d_p = 3$ mm; $T=40$ °C; $\varepsilon = 0.40$; $d_T=0.0514$ m; relleno: esferas de vidrio.

El simple repaso de los análisis de los diversos autores y de las expresiones presentadas pone de manifiesto la disparidad entre las diferentes correlaciones y de la dependencia de las mismas con las características del sistema. Por ejemplo, en régimen de alta interacción la dependencia del coeficiente con el caudal de líquido (teniendo en cuenta que la retención aumenta, pero no fuertemente, con el caudal

de líquido) es nula para Specchia y Baldi (1979), es algo menor a 0.8 para Muroyama y col. (1977) y es mayor que uno para Lamine y col. (1996). Para el régimen de baja interacción, que constituye el interés primordial de este trabajo, se presenta la variación cuantitativa del número de Nusselt.

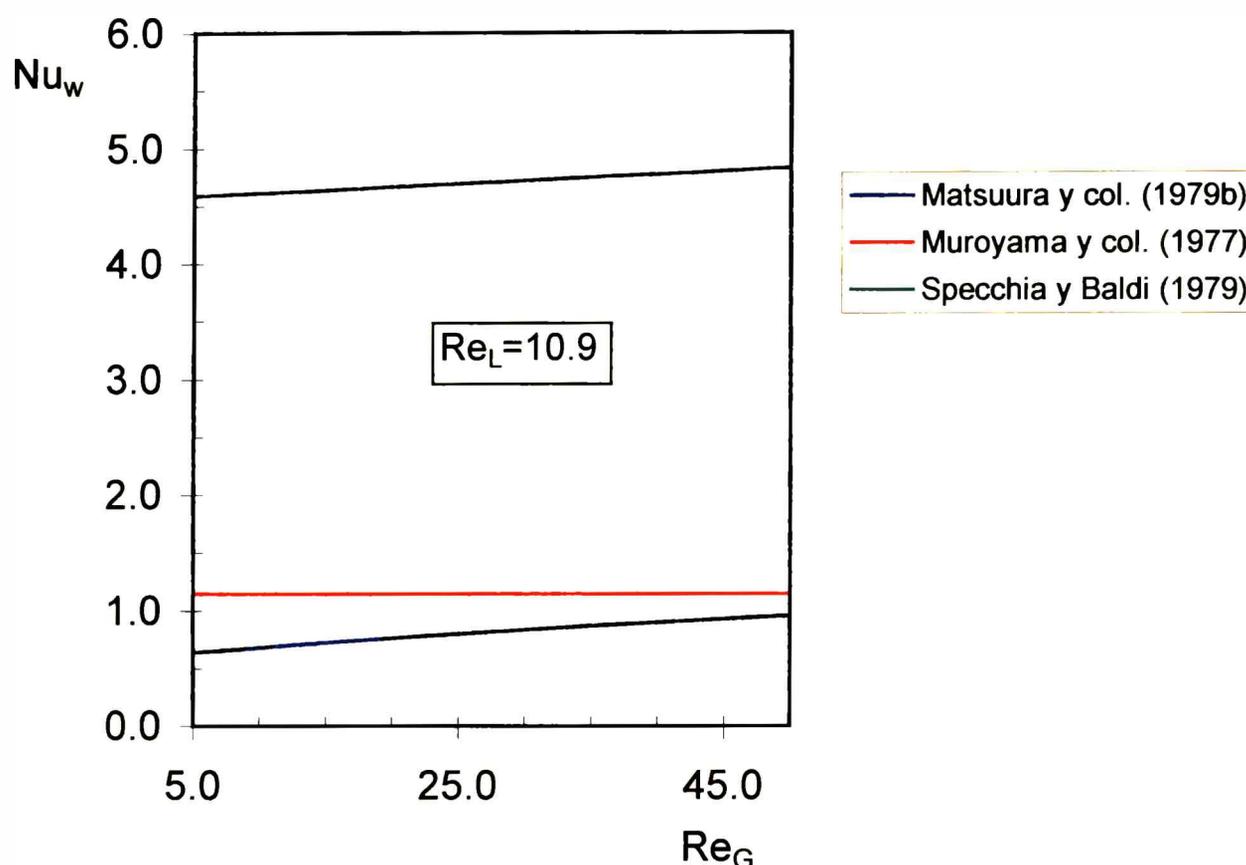


Figura I.4.: Coeficiente de transferencia en la pared vs. número de Reynolds del gas. Sistema aire-agua; $Re_L = 9$; $d_p = 3$ mm; $T=40$ °C; $\varepsilon = 0.39$; $d_T = 0.0514$ m; relleno: esferas de vidrio.

Las desviaciones observadas para los valores calculados de Nu_w son altamente significativas. Las correlaciones de Muroyama y col. (1977) y Specchia y Baldi (1979) muestran un aumento significativo del número de Nusselt con el número de Reynolds del líquido (véase la Figura I.3); no así la correlación de Matsuura y col. (1979b), que predice valores numéricos substancialmente menores que las anteriores y que presenta un ligero aumento en el rango de números de Reynolds del líquido analizado. En particular la dependencia con el Re_L , elevado a la 1.7, propuesta por Muroyama y col. (1977), resulta desmedida, si se tiene en cuenta que en las correlaciones para flujo monofásico el mencionado exponente alcanza valores máximos de 1.0 [Barreto y Martínez, 1992].

Por otra parte, cuando se mantiene constante el caudal de líquido en régimen de baja interacción (véase la Figura I.4), el número de Nusselt aumenta levemente con el caudal de gas de acuerdo a las correlaciones de Matsuura y col. (1979a) y Specchia y Baldi (1979). De acuerdo a la correlación de Muroyama y col. (1977) la variación del caudal de gas no tiene ninguna influencia sobre Nu_w .

I.5 CONCLUSIONES DE LA REVISION

El objetivo de este Capítulo estuvo centrado en el análisis crítico de los trabajos disponibles en la bibliografía acerca de la transferencia de calor en RTB. Al mismo tiempo, se consideró de importancia realizar una revisión sobre otros aspectos necesarios para abordar el estudio de la transferencia de calor en lechos rellenos con flujo descendente de ambas fases, que son: las características fluidodinámicas de este tipo de sistemas, los modelos empleados en el análisis de transferencia de calor en lechos rellenos, y las correlaciones de los parámetros de transferencia de calor en sistemas con flujo de una única fase. Se verificó que la información disponible en estos últimos tres aspectos es abundante, aunque existen falencias en la predicción de algunos parámetros. Por el contrario, los estudios específicos de transferencia de calor en reactores *trickle-bed* son limitados, presentando las características experimentales que se resumen a continuación:

- Se han analizado dos técnicas diferenciadas, una de las cuales no permite obtener la velocidad de transferencia de calor con un medio externo y por ende tampoco el coeficiente de transferencia en la pared, h_w .
- Los procedimientos experimentales y la regresión de los datos obtenidos no presentan en general una plena confiabilidad, ya que, por ejemplo, no siempre se diferencian los regímenes fluidodinámicos de trabajo.
- Se han estudiado pocos fluidos de proceso, siendo la fase gaseosa casi exclusivamente aire y la fase líquida mayoritariamente agua, aunque en ciertos casos se emplearon soluciones acuosas.
- Mayoritariamente se emplearon rellenos esféricos, aunque existen algunos pocos estudios con cilindros o anillos.

El problema más significativo encontrado en los estudios de bibliografía se

presenta en la falta de acuerdo entre las correlaciones disponibles. Las discrepancias son muy grandes, tanto en el tipo de dependencia de los parámetros de transferencia de calor con las variables operativas y geométricas, como en los valores resultantes para los mismos. Paralelamente, se manifiesta una falta de concordancia en la explicación fenomenológica de los mecanismos de transferencia de calor, particularmente del coeficiente de transferencia de calor en la pared. Restringiendo el análisis a los dos parámetros del modelo bidimensional pseudohomogéneo la única conclusión mayoritariamente coincidente es que la transferencia de calor está determinada esencialmente por el comportamiento de la fase líquida.

La conclusión más relevante es que se requiere comenzar un plan de trabajo tendiente a cubrir las importantes falencias que existen en este campo de los reactores de lecho fijo con flujo bifásico descendente, para lo cual la primera etapa debe consistir en obtener resultados experimentales confiables, a partir de un equipo experimental y técnicas de regresión cuidadosamente seleccionados, y buscar el desarrollo de correlaciones teniendo en cuenta la información sobre transferencia de calor existente en otros sistemas (lechos fijos con flujo monofásico, lechos fluidizados) que presentan mayor desarrollo.

Capítulo II

Labor experimental

Capítulo II. Labor experimental

II.1 INTRODUCCIÓN

En este Capítulo se expone el proceso de concepción y diseño del equipo experimental para realizar las medidas de transferencia de calor en un lecho relleno con flujo descendente de líquido y gas. Este proceso involucra el planteo y análisis crítico de los distintos esquemas experimentales factibles de ser implementados. La discusión de cada una de las decisiones adoptadas se realiza sobre la base de la información disponible en la bibliografía y los resultados de las simulaciones numéricas llevadas a cabo con esa finalidad. A partir del diseño considerado "óptimo" se describen los componentes del equipo instalado. Por último, se analiza la importancia de la sistematicidad para realizar los ensayos, indicándose el procedimiento finalmente adoptado.

II.2 SELECCIÓN DEL EQUIPO EXPERIMENTAL

El alcance de este trabajo, orientado a estudiar la transferencia de calor entre un lecho relleno con flujo descendente de gas y líquido y un medio externo, excluye del análisis algunos esquemas experimentales utilizados en trabajos existentes en la bibliografía (véase el punto I.4.3). De este modo, dispositivos consistentes en un lecho relleno contenido en un recipiente aislado térmicamente; en el cual puede estudiarse la dispersión térmica radial (en sistemas con flujo bifásico descendente) mediante la inyección de dos corrientes con estados térmicos distintos (una fría y otra caliente) [Grosser y col., 1996; Crine, 1982] no fueron considerados como alternativa. La razón de su exclusión se debe a que estos sistemas no permiten evaluar los denominados efectos de pared en el proceso de transferencia, en otras palabras no es posible obtener el coeficiente de transferencia en la pared.

A continuación se desarrollan los esquemas experimentales planteados en el contexto de la presente Tesis con las correspondientes discusiones acerca de las posibilidades para implementarlos.

II.2.1 Esquemas experimentales con flujo de calor constante

II.2.1.1 Lecho relleno de paredes planas con transferencia transversal a través de las mismas

Se emplea un dispositivo consistente en dos placas planas a distintas temperaturas, conteniendo las partículas del lecho entre ellas (véase la Figura II.1). A través del relleno circulan en co-corriente descendente el gas y el líquido. Cada placa es mantenida a una temperatura constante por medio de un fluido externo.

Una vez alcanzado el estado estacionario (flujo de calor constante y perfil de temperatura independiente de la coordenada axial) se obtiene el flujo de calor, q , a partir de la medida de la diferencia de temperatura entre las caras de cualquiera de las dos placas que contiene el lecho (véase la Figura II.1), conociendo el espesor, e_p y la conductividad térmica de la misma, k_p :

$$q = k_p \frac{T_c - T_{w1}}{e_p} \quad (II.1)$$

El flujo de calor permite obtener el coeficiente global de transferencia del lecho, U_T , conocidas las temperaturas de las paredes del mismo, T_{w1} y T_{w2} ,

$$q = U_T (T_{w1} - T_{w2}) \quad (II.1.1)$$

Este esquema experimental posibilita también la obtención de los parámetros del modelo bidimensional pseudohomogéneo, k_{er} y h_w , a partir de los valores del coeficiente global, U_T (véase el apartado III.5.3) variando la distancia entre las placas, e . La misma afecta a la conductividad efectiva pero no al coeficiente de transferencia en la pared, por ende, constituye una forma de diferenciar el aporte de ambos parámetros.

Se simuló un equipo de estas características con el propósito de verificar la longitud necesaria para alcanzar la condición de estado estacionario. A tal efecto se planteó un modelo de tipo unidimensional pseudohomogéneo considerando dos

coeficientes globales de transferencia de calor, U_{T_1} y U_{T_2} , representativos del sistema en estudio; los mismos surgen de la combinación adecuada de la conductividad térmica efectiva y del coeficiente de transferencia en la pared calculados para cada una de las mitades en las que se dividió longitudinalmente el lecho.

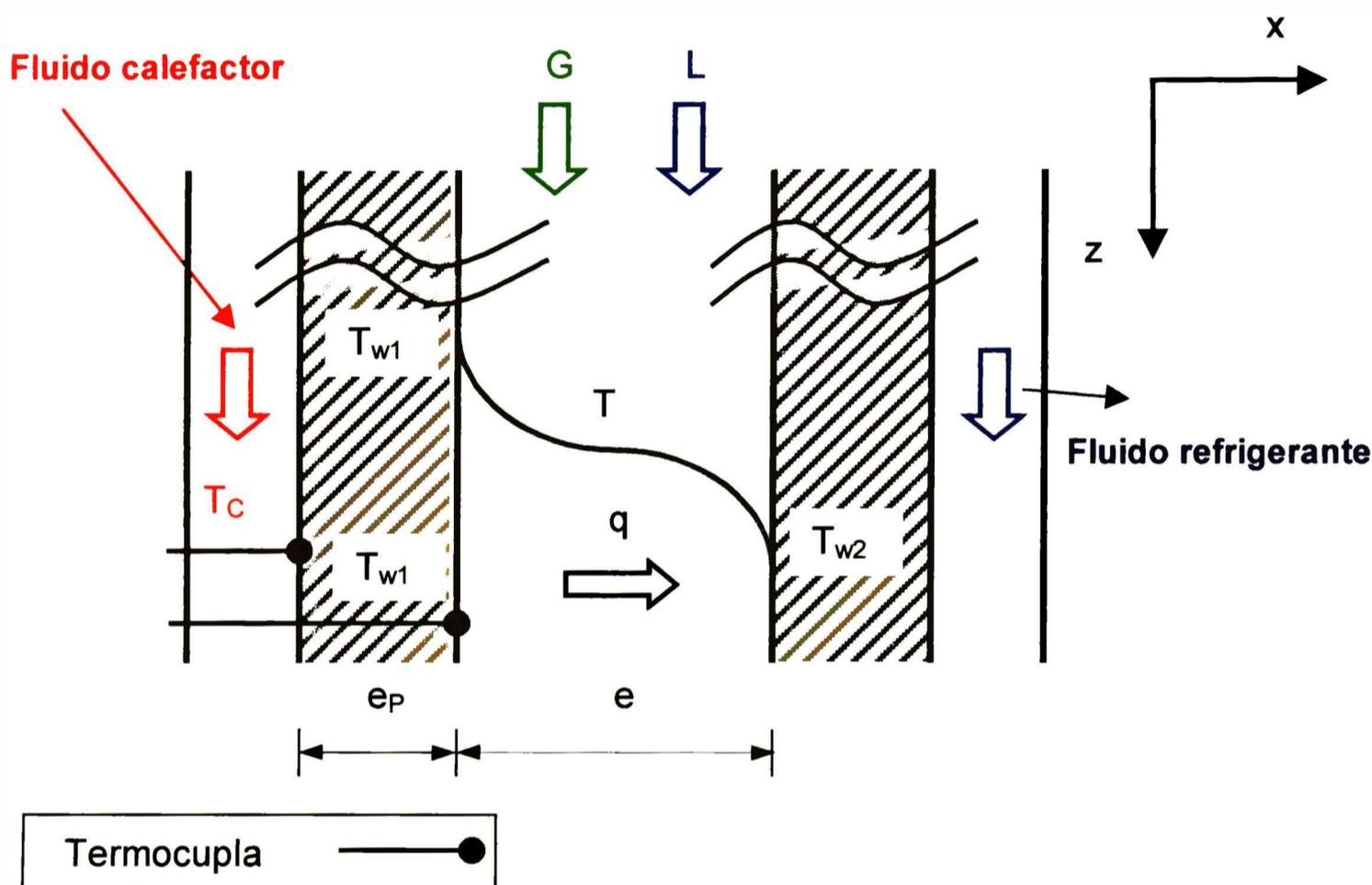


Figura II.1.: Esquema representativo de un lecho de paredes planas con transferencia de calor transversal.

La ecuación diferencial que gobierna la transferencia en coordenadas cartesianas para un modelo de tipo unidimensional pseudohomogéneo (véase el apartado III.5.1) es la siguiente:

$$(C_{pL} G_L + C_{pG}^* G_G) \frac{dT}{dz} = \frac{1}{e} [U_{T_1} (T_{w1} - T) + U_{T_2} (T - T_{w2})] \quad (II.1.2)$$

Condición de contorno:

$$z=0 \quad T=T_0 \quad (II.1.3)$$

Ecuación integrada:

$$T(z) = A T_0 + \frac{(1-A) [U_{T_1} T_{w1} + U_{T_2} T_{w2}]}{(U_{T_1} + U_{T_2})} \quad (II.1.4)$$

donde:

$$A = \exp \left[- \frac{(U_{T_1} + U_{T_2}) z}{(C_{pL} G_L + C_{pG} G_G) e} \right]$$

$$U_{T_2} = \frac{1}{\frac{e/4}{k_{er2}} + \frac{1}{h_{w2}}} \quad U_{T_1} = \frac{1}{\frac{e/4}{k_{er1}} + \frac{1}{h_{w1}}}$$

Las propiedades físicas y parámetros de transporte se consideran constantes, independientes de la temperatura.

k_{er} y h_w fueron estimados empleando las correlaciones existentes en la bibliografía.

Los valores calculados para U_{T_1} y U_{T_2} resultaron similares

Para longitudes de lecho suficientemente grandes la solución toma la siguiente forma:

$$T_{AS} = \frac{[U_{T_1} T_{w1} + U_{T_2} T_{w2}]}{U_{T_1} + U_{T_2}} \quad (II.1.5)$$

Esta es la situación buscada ya que la temperatura no depende de la coordenada axial y por ende el flujo de calor resulta constante. La simulación se realizó para las siguientes condiciones

$$T_{w1} = 100 \text{ }^\circ\text{C}$$

$$T_{w2} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$$

$$e = 0.04 \text{ m}$$

Los flujos máxicos se variaron desde 0.05 hasta 1.55 $\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ en el caso del gas y desde 4 hasta 11.5 $\text{kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ en el caso del líquido, manteniendo en todos los casos el régimen de baja de interacción. Las propiedades físicas y parámetros de transporte se estimaron a dos temperaturas promedio correspondientes a cada mitad del lecho.

Resultados y conclusiones

A partir de la simulación se pudo comprobar que el sistema planteado tiene una respuesta térmica muy lenta, con lo cual se necesita una longitud muy grande (más de 3 m) de lecho para que el perfil térmico se independice de la coordenada axial. Esta circunstancia hace muy difícil la construcción e implementación de este dispositivo, debido al tamaño y al costo del equipo requerido, por consiguiente, esta opción fue desechada.

Cabe aclarar que dentro de los esquemas experimentales con flujo de calor constante una alternativa completamente análoga a la descrita anteriormente puede implementarse a través de un dispositivo consistente en cilindros concéntricos.

II.2.2 Esquemas experimentales con flujo de calor variable

En este tipo de esquemas experimentales no se mide directamente el flujo de calor sino la distribución de temperaturas dentro del lecho.

II.2.2.1 Lecho cilíndrico con transferencia radial a través de las paredes (Alternativa 1)

Se utiliza un tubo cilíndrico, conteniendo el lecho relleno, provisto de una camisa calefactora externa. La variable a medir es la temperatura en distintas posiciones radiales y axiales dentro del lecho. Este método es el implementado mayoritariamente en los trabajos existentes en la bibliografía, a excepción del trabajo llevado a cabo por Specchia y Baldi (1979), en el cual se miden valores radiales de temperatura en una única posición axial, sobre la placa soporte del lecho (véase el apartado I.4.3).

La desventaja importante de este método es su carácter de intrusivo, esto es, para realizar medidas a distintas posiciones axiales deben introducirse sensores térmicos a distintas alturas con lo cual se distorsiona la estructura del lecho y el flujo, y esto afecta a los valores a medir aguas abajo. Aún cuando el diseño del dispositivo soporte de las termocuplas pueda elaborarse con el objetivo de minimizar la

distorsión del flujo, no existe en la bibliografía información acerca de la manera de cuantificar la influencia de este efecto. En este sentido y tal como se mencionara anteriormente, Specchia y Baldi (1979) evitaron el problema midiendo solamente en la parte inferior del lecho. No obstante esta alternativa tiene la limitación de emplear una única longitud de lecho para realizar todas las experiencias.

II.2.2.2 Lecho cilíndrico con transferencia radial a través de las paredes (Alternativa 2)

Es la opción implementada en el presente trabajo, consiste, al igual que la alternativa anterior, en emplear un tubo cilíndrico conteniendo las pastillas de relleno y por el cual circulan los fluidos de ensayo a ser calentados. El mismo está provisto de una camisa calefactora externa. La variable a medir es el perfil de temperatura en una única posición axial, sobre la placa soporte del lecho. La ventaja que presenta el esquema propuesto es que gracias a un sistema de calefacción operable por “secciones” puede variarse la longitud *activa* del lecho (habilitada para el intercambio térmico), circunstancia que permite finalmente medir perfiles radiales de temperatura en distintas posiciones axiales, sin introducir sensores dentro del lecho. En el esquema propuesto el lecho debe dividirse en al menos dos secciones, y la camisa calefactora debe poder operarse para todas las secciones en conjunto o para cada una individualmente. Simulaciones preliminares equivalentes a las presentadas en el punto II.2.1.1 condujeron a que se requerían longitudes de lecho razonables como para retener esta metodología. En el punto II.3.1 se presenta directamente el análisis detallado del equipo definitivo.

Otras posibilidades analizadas incluyeron sistemas análogos al descrito en la Alternativa 1, pero midiendo otras variables como la temperatura en el centro del lecho para todas las posiciones axiales (es posible empleando una termocupla del tipo deslizante). Nuevamente, y por esa razón fueron descartados, el inconveniente que surge es la distorsión de la estructura del lecho y del flujo de los fluidos a través del mismo.

El paso inmediato a la selección del dispositivo experimental más adecuado para realizar las medidas es el diseño completo del mismo.

II.3 DISEÑO DEL EQUIPO EXPERIMENTAL

Los ensayos de transferencia de calor se realizan calentando los fluidos de ensayo (aire y agua) que circulan a través del tubo interno de un lecho relleno encamisado. Las experiencias fueron concebidas considerando:

- El equipo operando en régimen de baja interacción o trickle, con la consecuente limitación en los caudales gas y de líquido.
- Una temperatura de pared constante, para lo cual debió diseñarse un circuito cerrado de calefacción que permite hacer circular un caudal suficientemente alto de agua "caliente" a través de la camisa.

La información que se desea obtener de cada ensayo de transferencia de calor es la siguiente:

- Temperatura de entrada de los fluidos de proceso a la zona de intercambio térmico.
- Temperatura de pared en la zona de intercambio térmico.
- Distribución radial de temperatura para diferentes longitudes de la zona de intercambio térmico.
- Temperatura media (mezclado de taza) del líquido para diferentes longitudes de la zona de intercambio térmico.
- Medida de los caudales de gas y líquido

El equipo experimental puede considerarse dividido en 3 partes, cada una de las cuales se esquematiza en la Figura II.2:

a) Lecho relleno encamisado

Conformado por cuatro secciones de caño de bronce unidas por bridas; tres de las cuales son encamisadas con calefacción individual y una sección superior sin calefacción. La entrada de fluidos se produce a través del cabezal superior que contiene la placa distribuidora y la salida a través del cabezal inferior que cuenta con la placa perforada que soporta el lecho.

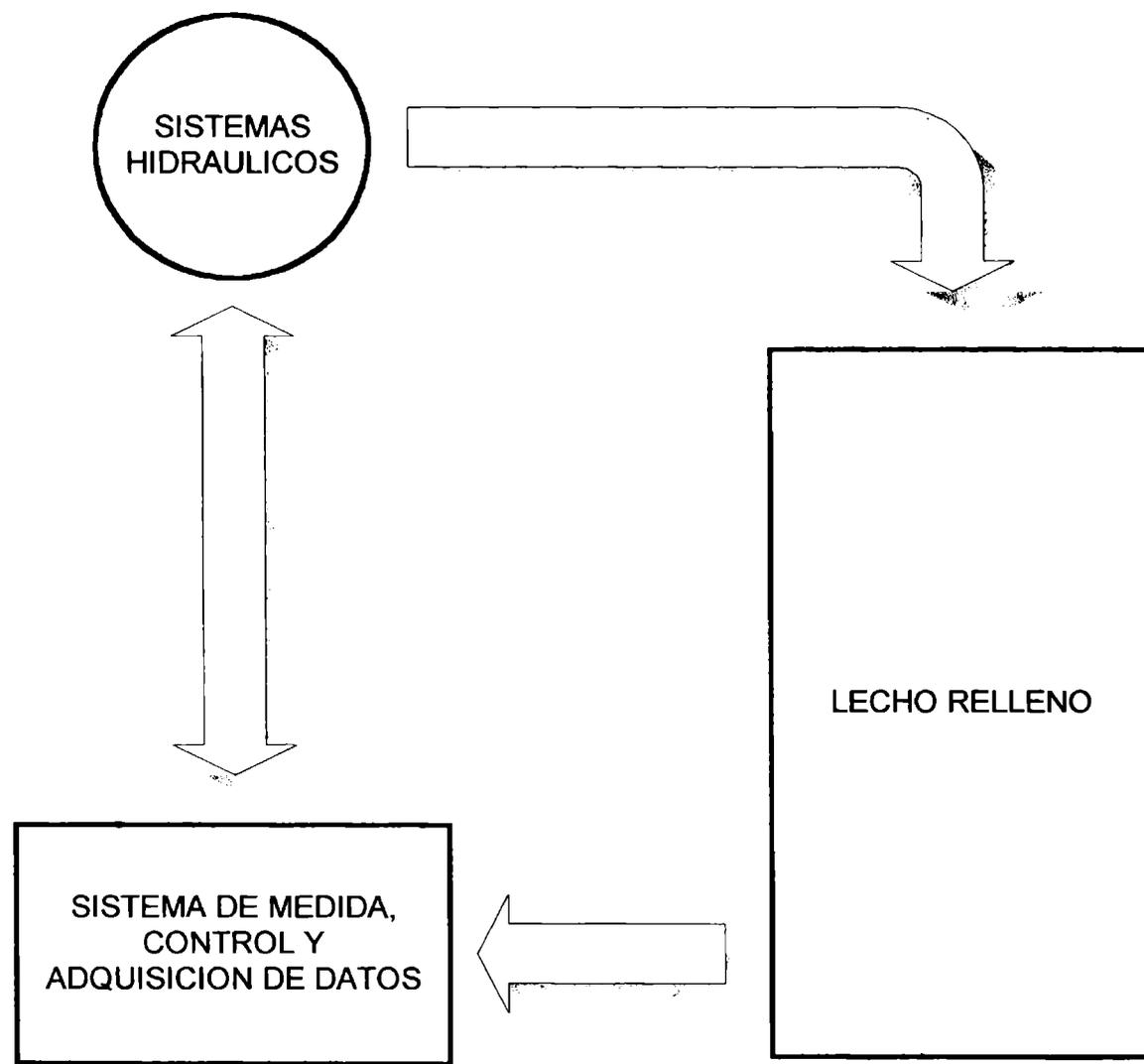


Figura II.2.: Diagrama de bloques representativo del equipo experimental

b) Sistema de medida y adquisición de datos térmicos

Formado por el dispositivo electrónico de medida, control y adquisición de temperaturas, las resistencias de calefacción y los sensores térmicos (termocuplas y termoresistencias de Platino).

c) Sistemas hidráulicos

❖ Circuito principal

Involucra las cañerías para transportar los fluidos de ensayo (aire y agua) y los instrumentos de medición y control de caudal de los mismos.

❖ Circuito secundario

Está constituido por la red de cañerías para transportar el fluido calefactor (agua).

Cada una de las partes antes mencionadas requirió un diseño o al menos una selección entre distintas alternativas posibles.

II.3.1 Lecho relleno

El dispositivo experimental adoptado corresponde a aquellos esquemas denominados de flujo de calor variable. Para diseñar el lecho se llevó a cabo un análisis del comportamiento térmico del mismo simulándolo por medio de un programa computacional.

El tamaño y tipo de relleno y el diámetro de tubo se establecieron previo a la simulación sobre la base del análisis de los estudios previos referidos al tema. A los fines de la simulación se adoptó un modelo de tipo bidimensional pseudohomogéneo (véase el apartado III.5.2.2) para representar el comportamiento térmico del lecho.

$$\left[C_{pL} G_L + C_{pG}^* G_G \right] \frac{\partial T}{\partial z} = k_{er} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \left[r \frac{\partial T}{\partial r} \right] \right\} \quad (II.2.1)$$

Condición inicial

$$T = \bar{T}_0, \quad \text{en } z = z_0 \quad (II.2.2)$$

Condiciones de contorno

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad \text{en } r = 0 \quad (II.2.3)$$

$$k_{er} \frac{\partial T}{\partial r} = h_w [T_w - T(r = R_T)], \quad \text{en } r = R_T \quad (II.2.4)$$

La solución de la ecuación diferencial antes planteada es una serie de infinitos términos, que a longitudes de lecho suficientemente grandes converge al primero de ellos.

$$\frac{T - \bar{T}_0}{T_w - \bar{T}_0} = 1 - 2 \frac{J_0(b_1 r / R_T) \exp[-b_1^2 y]}{b_1 J_1(b_1) [1 + (b_1 / Bi)^2]} \quad (II.2.5)$$

donde: $y = \frac{k_{er} z}{R_T^2 [G_L C_{pL} + G_G C_{pG}^*]^2}$ y $Bi = \frac{h_w R_T}{k_{er}}$ es el número de Biot

b_1 es el autovalor positivo más pequeño (primer autovalor) de la ecuación

$$Bi J_0(b_1) = b_1 J_1(b_1)$$

La finalidad de la simulación fue determinar el número de secciones y la longitud de las mismas a fin de respetar las siguientes condiciones:

- 1) Que las variaciones en el perfil de temperatura sean significativas cuando se varíe la longitud activa del contactor (cambio de 1 a 2 secciones, o de 1 a 3 secciones).
- 2) Que la temperatura promedio a la salida del lecho no se aproxime demasiado a la temperatura de pared.
- 3) Que el perfil de temperatura se haya desarrollado al final de la sección inferior (posibilidad de utilizar solamente el primer término de la serie solución de la ecuación diferencial a derivadas parciales representativa del fenómeno).

Se simularon 3 situaciones extremas respecto a los flujos de gas y líquido, manteniendo al sistema en régimen de baja interacción:

- | | |
|--|-------------------------|
| a) $G_G = 0.05 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ | Mínimo flujo de gas |
| $G_L = 10.0 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ | Máximo flujo de líquido |
| b) $G_G = 1.55 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ | Máximo flujo de gas |
| $G_L = 4.00 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ | Mínimo flujo de líquido |
| c) $G_G = 0.05 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ | Mínimo flujo de gas |
| $G_L = 4.00 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ | Mínimo flujo de líquido |

Se implementaron comparativamente todas las correlaciones disponibles en la bibliografía para predecir los valores de conductividad efectiva y coeficiente de transferencia en la pared.

Resultados y conclusiones

Respetando la condición 3) resultó una longitud mínima necesaria para la sección inferior de 30 cm.

Para poder verificar simultáneamente las condiciones 1) y 2) para todos los flujos de gas y líquidos antes estipulados, se necesita contar con un lecho dividido en tres secciones.

El criterio seguido para especificar la longitud de la sección superior y la intermedia fue procurar que la diferencia entre la temperatura del centro y la pared en cada sección en todas las condiciones operativas no sea inferior a 10 °C (esta diferencia garantiza una precisión razonable en los valores medidos empleando termocuplas). Estas condiciones condujeron a una longitud de 20 cm para la sección intermedia y 40 cm para la superior.

II.3.1.1 Características definitivas del Lecho Relleno

Además de las tres secciones que surgen del diseño térmico del contactor se estimó conveniente adicionar una sección previa al ingreso de los fluidos a la zona de ensayo. Esta sección, denominada de uniformización, persigue la finalidad de eliminar una eventual diferencia de temperatura entre las fases y lograr una distribución uniforme de líquido.

De esta forma, el lecho quedó constituido por (véase la Figura II.3):

Cabezal de entrada	25 cm
Sección de uniformización	40 cm (sin camisa).
Sección superior	40 cm (encamisada)
Sección intermedia	20 cm (encamisada)
Sección inferior	30 cm (encamisada)
Cabezal de salida	25 cm
Total	180 cm

Diámetro nominal (tubo interno): 2 plg.

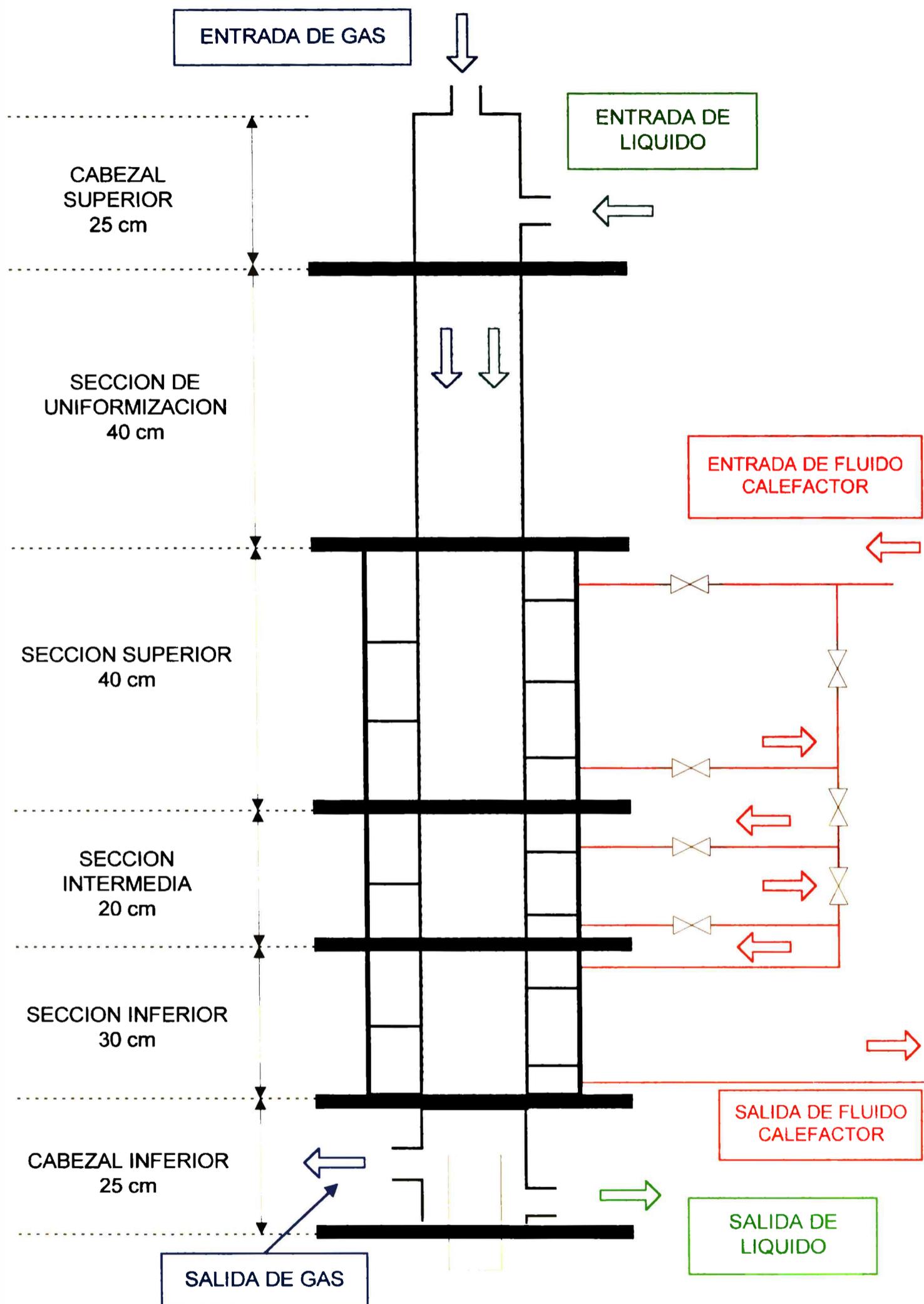


Figura II.3.: Esquema representativo del lecho relleno

II.3.1.2 Cabezal de entrada

El cabezal de entrada recibe la alimentación de líquido y gas al lecho, y paralelamente permite la instalación de la placa distribuidora de líquido y gas.

Placa distribuidora

El ingreso de los fluidos al lecho se produce a través de la placa distribuidora de líquido y gas, cuya finalidad es lograr una distribución uniforme de los fluidos a través del lecho, requisito indispensable habida cuenta del modelo de flujo pistón a utilizar al momento de analizar los datos experimentales.

La placa está constituida por boquillas de entrada de líquido y tubos elevados para el ingreso de gas (véase la Figura II.4). Durante la operación el líquido desarrolla cierta altura sobre la placa que le permite vencer la pérdida de carga a través de las boquillas.

En este trabajo se procedió de manera tal de considerar el número de agujeros de pasaje necesarios para una dada área que aseguren una distribución uniforme de líquido por comparación con información extraída de bibliografía donde se aborda el tema [Møller y col., 1996; Sundaresan, 1994; Lutran y col., 1991; Funk y col., 1990]. Una vez determinado este número se verificó la velocidad de pasaje a través de los tubos y la pérdida de carga correspondiente para el máximo caudal de gas previsto para las experiencias. Del mismo modo, para el líquido se estimó el máximo nivel del mismo sobre el distribuidor y la correspondiente velocidad de pasaje desarrollada en las boquillas.

Resultó una placa distribuidora con nueve boquillas de entrada para el líquido y ocho tubos para ingreso del gas ubicados de acuerdo a la Figura II.4. El diámetro interno de los orificios de pasaje del líquido es 1.5 mm. y la altura estimada sobre la placa para el máximo caudal de líquido ($12 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) es 6 cm. Los tubos de entrada de gas tienen un diámetro nominal $\frac{1}{4}$ plg (diámetro interno de 4 mm.).

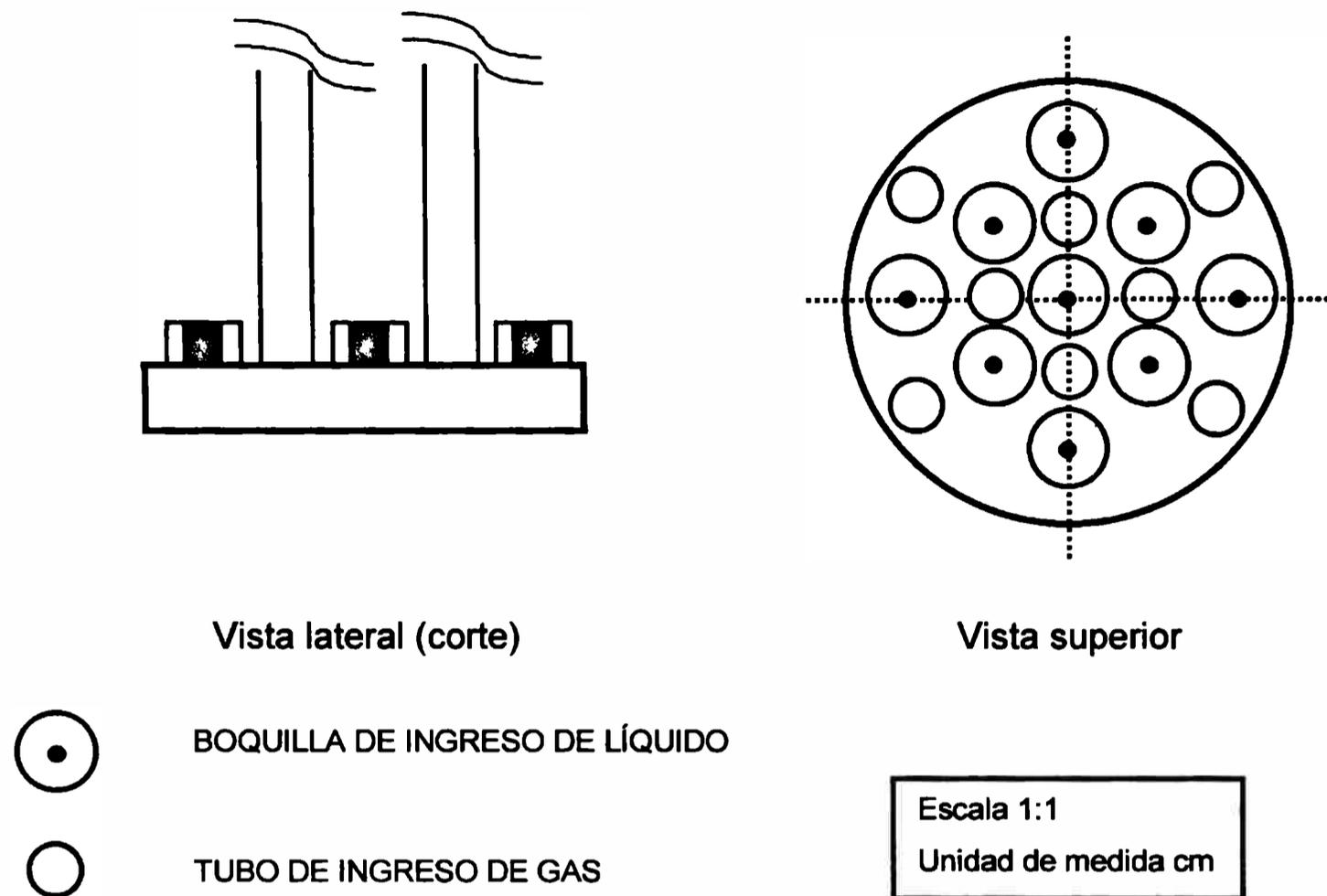


Figura II.4.: Esquema de la placa distribuidora de líquido y gas

II.3.1.3 Cabezal inferior

Este cabezal posee las salidas para el gas y el líquido que fluyen a través del lecho. La salida de líquido está ubicada de forma tal de permitir la acumulación del mismo en el fondo para facilitar la medida de la temperatura de mezcla del líquido que abandona el lecho.

El cabezal inferior cuenta con un sistema de conectores con unión a través de virolas de teflón para permitir la entrada de cada de termocupla al lecho sin pérdidas de fluidos. Entre el cabezal de salida y la sección inferior se ubica la placa soporte del lecho.

Placa soporte del lecho

La placa perforada soporte del lecho provee el medio físico para sostener el mismo y a su vez permite la salida de los fluidos de proceso. En la misma se ubican distribuidas convenientemente las vainas que alojan las termocuplas destinadas a

medir el perfil radial de temperatura (véase el punto II.3.2). Cuenta además con una malla metálica de entramado muy fino construida en acero inoxidable dispuesta para evitar la eventual pérdida de pastillas de relleno (en el caso de las pastillas más pequeñas).

En este caso se buscó el diseño óptimo de la placa variando el diámetro y el número de agujeros para permitir la evacuación total de líquido del lecho. El lecho no debe, por ninguna razón, inundarse, ya que las termocuplas ubicadas en el fondo del mismo, a una altura de 3.4 cm, miden diferencias radiales de temperatura (esta ubicación de las termocuplas conduce a que la longitud efectiva de cada zona de intercambio se reduzca respecto de la de diseño, resultando las longitudes de 27, 47 y 87 cm en lugar de los valores originales de 30, 50 y 90 cm). Por consiguiente, en la condición más desfavorable (máximo caudal de gas y líquido) la altura del líquido sobre la placa soporte debe mantenerse por debajo de la altura de la punta de las termocuplas. La placa resultante está construida en teflón, su espesor es de 20 mm. y posee 100 agujeros de 3 mm de diámetro en arreglo triangular (véase la Figura II.5).

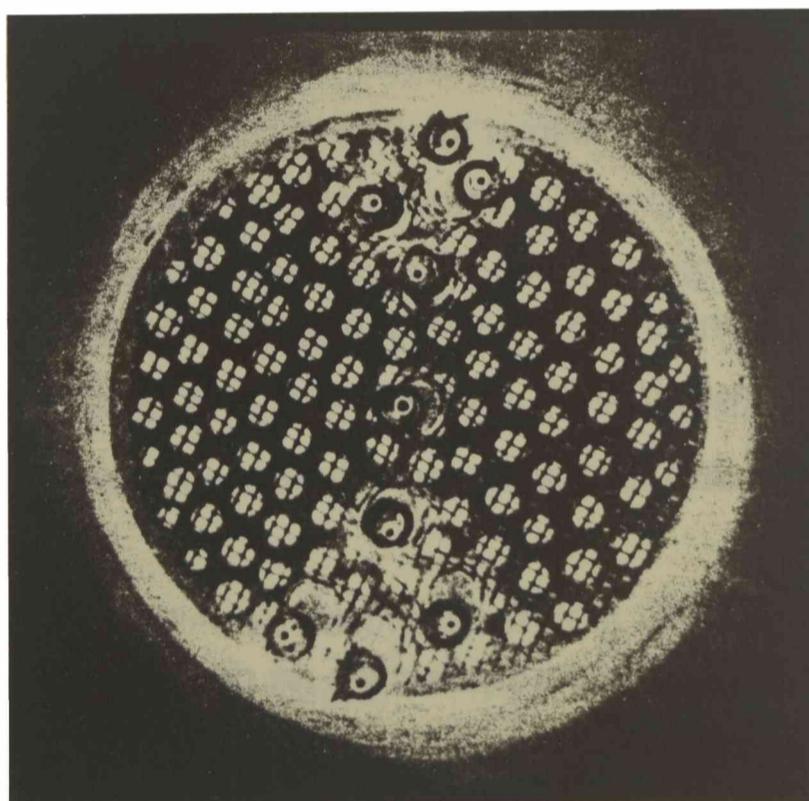


Figura II.5.: Vista superior de la placa soporte del lecho (Fotografía) donde se observan la malla metálica y las termocuplas con su correspondiente vaina.

II.3.1.4 Relleno

El lecho fijo está compuesto por partículas de vidrio esféricas no porosas de tres tamaños: 1.5, 3 y 6 mm de diámetro. La densidad del vidrio fue determinada experimentalmente por desplazamiento volumétrico obteniéndose un valor promedio de $2500 \text{ kg/m}^3 \pm 2\%$. Su conductividad térmica se estimó en $1.1 \text{ W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$, a partir de datos bibliográficos, en función de las características del material.

Medida de la porosidad del lecho

El lecho se cargó inundando primeramente el mismo y luego derramando las pastillas, permitiendo al mismo tiempo la evacuación del agua. Con el lecho así cargado se determinó la porosidad media del mismo, conociendo el peso y la densidad de las pastillas cargadas y la altura alcanzada.

Los valores experimentales de porosidad resultantes para las pastillas de 1.5 mm. repitiendo 5 veces el proceso descrito resultaron:

$$\varepsilon_1 = 0.390$$

$$\varepsilon_2 = 0.386$$

$$\varepsilon_3 = 0.389$$

$$\varepsilon_4 = 0.390$$

$$\varepsilon_5 = 0.383$$

Dado que la dispersión es pequeña se considera adecuado adoptar el valor medio que para este tamaño resultó 0.39. Medidas análogas realizadas con las pastillas de 3 y 6 mm de diámetro permitieron obtener valores de $\bar{\varepsilon} = 0.4$ y $\bar{\varepsilon} = 0.43$ respectivamente.

II.3.2 Sistema de medida y adquisición de datos térmicos

Se implementó un sistema de adquisición electrónica de datos de 16 canales, de los cuales 13 son de medida, 2 de control y el restante de referencia. Las señales a adquirir corresponden a termocuplas del tipo J y termoresistencias de platino (PT 100). El adquisidor de datos cuenta con un programa en lenguaje PASCAL que permite:

- Establecer las temperaturas inicial y final del fluido calefactor, así como el tiempo fijado para realizar el mencionado salto térmico, permitiendo de este modo, establecer a través del software la velocidad de calentamiento.
- Modificar los parámetros PID del controlador.
- Modificar el tiempo de muestreo
- Almacenar los datos en un archivo para su posterior análisis.

Resulta esencial para la obtención de resultados confiables el adecuado funcionamiento tanto del sistema de medida como de adquisición. Con esta finalidad se condujeron una serie de acciones tendientes a asegurar la calidad de la información obtenida experimentalmente; se ajustaron los parámetros del controlador PID (Proporcional – Integral - Derivativo) de temperatura, mediante el método de prueba y error. De esta forma, se evitaron los sobrepicos y se aseguró una velocidad de respuesta adecuada del sistema de control. Se re-calibraron las termoresistencias utilizando los puntos fijos del agua (ebullición y fusión). Se testeó el funcionamiento de las termocuplas individualmente y entre sí (diferencias relativas). Las medidas de temperatura se realizan en forma diferencial; para lo cual existe una termocupla de referencia cuya unión fría se compensa a través del programa (utilizando la medida absoluta de la temperatura ambiente a través de una termoresistencia) y el resto de las termocuplas miden diferencias respecto de ésta. Esta forma de medir permite disminuir considerablemente el error, pudiendo obtenerse una precisión en el valor medido de 0.5°C.

Los sensores térmicos se encuentran distribuidos en distintos puntos del equipo a fin de registrar la información requerida en cada experimento. Su ubicación es la siguiente:

- 1 termoresistencia de Platino se destina a medir la temperatura de mezclado a la salida del equipo (temperatura media).
- 1 termoresistencia de Platino se emplea en el control de la temperatura del agua de calefacción. Esta medida se utiliza para controlar la velocidad de calentamiento del agua de calefacción durante el estado no estacionario y para mantener la temperatura de la misma en un valor constante durante la medición del perfil radial de temperaturas en estado estacionario.

- 1 termoresistencia de Platino se emplea para medir la temperatura ambiente.
- 1 termocupla se destina a medir la temperatura del agua a la entrada del equipo.
- 1 termocupla móvil tiene como función, medir la temperatura a la entrada y a la salida de las distintas secciones de la camisa de calefacción, la temperatura de la pared del lecho a distintas alturas y la temperatura de mezclado a la salida del equipo (temperatura media).
- 1 termocupla mide la temperatura en la pared del lecho a la misma altura donde se mide el perfil radial.
- 9 termocuplas se destinan a medir el perfil radial de temperaturas en el interior del lecho. Se encuentran montadas sobre la placa soporte, ingresando 3.4 cm dentro del lecho. Las mismas están envainadas en un tubo de teflón de 3 mm de diámetro. (La vaina tiene como objetivo proveer el medio de fijación de las termocuplas a la placa soporte del lecho y al mismo tiempo evitar posibles movimientos de la posición establecida). El criterio seguido para ubicar las termocuplas consiste en posicionarlas radialmente de forma tal que todas las áreas anulares demarcadas entre cada termocupla y la inmediata siguiente en dirección radial, tengan el mismo valor. El número de sectores circulares necesarios para ubicar 8 termocuplas en el interior del lecho a distintos radios en dos posiciones angulares (se excluye la termocupla situada en el centro), es cinco.

$$A_1 = \dots = A_i = \frac{A_T}{N+1} \Rightarrow r_i = \sqrt{r_{i+1}^2 - \frac{[A_T / (N+1)]}{\pi}} \quad i=1, \dots, N$$

con $N = 4$

Con lo cual los centros de las termocuplas deben fijarse en las posiciones radiales medidas desde el centro del lecho ($R_T = 25.7$ mm.), que conducen a una configuración como la mostrada en la Figura II.6.

Esta disposición geométrica permite analizar la simetría angular del sistema.

Después de cada carga de relleno, y para evitar la incertidumbre generada por un posible desplazamiento de las termocuplas durante la instalación y fijación mecánica a la placa, se volvieron a medir las posiciones radiales. La posición final de las termocuplas se informa en la Tabla II.1.

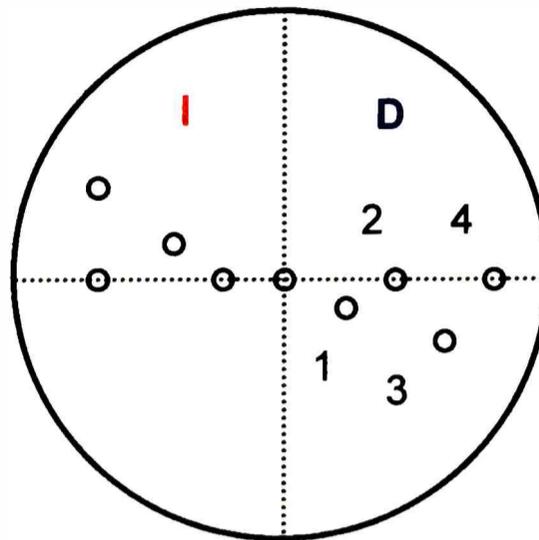


Figura II.6.: Esquema representativo de la ubicación de las termocuplas sobre la placa soporte del lecho (vista superior)

- $r_1 = 11.55 \text{ mm.}$
- $r_2 = 16.35 \text{ mm.}$
- $r_3 = 20.05 \text{ mm.}$
- $r_4 = 23.15 \text{ mm.}$

Tabla II.1.: Posición radial definitiva de las termocuplas para los ensayos

	Configuración para ensayos con pastillas de 6 mm	Configuración para ensayos con pastillas de 3 mm	Configuración para ensayos con pastillas de 1.5 mm
	0.0	0.0	0.0
TQ1-D	13.6	11.2	12.8
TQ2-D	16.6	17.4	18.0
TQ3-D	19.7	20.0	20.0
TQ4-D	22.6	22.6	22.2
TQ1-I	8.3	10.8	8.4
TQ2-I	17.3	19.0	18.1
TQ3-I	18.7	21.8	19.4
TQ4-I	22.1	23.6	21.5

II.3.3 Sistemas hidráulicos

El esquema correspondiente a los circuitos hidráulicos puede visualizarse en la Figura II.7.

II.3.3.1 Circuitos hidráulicos principales (fluidos de proceso)

Los denominados circuitos hidráulicos principales involucran las cañerías para transportar los fluidos de ensayo (agua y aire) y los instrumentos de medición y control de cada uno.

Como alimentación líquida se utiliza agua corriente de red que atraviesa un lecho (no mostrado en la Figura II.7) formado por un resina de intercambio iónico (Amberlite IR-120 Plus) para retener los iones Ca^{++} y Mg^{++} , es decir disminuir su dureza. En un período de ensayos preliminares pudo comprobarse que debido a la extrema dureza del agua corriente y dada la gran cantidad de agua empleada en los ensayos los depósitos generados sobre las paredes (después de un período de utilización del equipo) resultan significativos y por ende la resistencia adicional a la transferencia de calor asociada al ensuciamiento.

Luego de atravesar la resina el agua es colectada mediante un tanque acumulador de 20 litros. A partir del mismo succiona una bomba de tipo rotativa (PEDROLLO, ½ HP, Caudal máximo 40 l/min para 5 m de altura a la descarga) que impulsa el fluido al tanque de nivel (véase la Figura II.7), elevado a 3.5 m de altura y cuya capacidad es de 10 litros. Este tanque se encuentra presurizado desde la línea de aire empleada en los ensayos y está acondicionado con un sistema de control de nivel para asegurar un caudal de líquido constante. Una válvula de tipo aguja (WHITEY B-1RS4) que permite regular el caudal de líquido, medido aguas abajo por medio de una placa de orificio (ver apartado siguiente).

Por su parte, el aire necesario para los ensayos es provisto mediante un compresor de tipo alternativo. A la salida del mismo se ubica un filtro para retener sólidos y aceite. La presión adecuada para hacer circular el caudal de gas establecido se fija a través de un regulador de presión de línea (CONCOA $P_{\text{MAX(salida)}} = 4 \text{ kg m}^{-2}$). El valor del caudal se ajusta con una válvula aguja (HOOKE).

La configuración implementada minimiza la influencia de las variaciones del caudal de gas sobre el caudal de líquido, ya que el líquido se encuentra sometido a una presión igual a la del gas que alcanza el cabezal superior más la altura estática desde el tanque hasta el mencionado cabezal, que es en definitiva la que lo impulsa a fluir por el lecho.

Medidores de caudales de gas y de líquido

Para la medida del caudal de aire se utilizó un medidor de gas a diafragma (NOUVO PIGNONE), que mide el volumen total que circula (totalizador) en cierto tiempo con una capacidad mínima de 0.66 l/min y una capacidad máxima de 90 l/min. La presión máxima de operación es de 2 bar y el error máximo del medidor utilizado es del 2% para todo el rango de caudales. Se contrastaron los valores medidos en el rango de bajos caudales con medidor de caudal a burbuja, encontrándose una concordancia muy aceptable. La máxima diferencia registrada fue del 15%.

La medida del caudal de líquido se realizó a través de una placa de orificio diseñada y calibrada punto a punto mediante medidas volumétricas.

Características de la placa de orificio:

Diámetro del orificio: 4 mm

Diámetro de la cañería: 14,5 mm

Tipo de toma de presión: a la brida (1 pulgada antes y 1 pulgada después de la placa).

Para la calibración de la placa se dispuso un manómetro de ramas en forma de U invertida. El fluido manométrico es la misma agua, razón por la cual para registrar la diferencia de altura entre las ramas se inyecta aire en la parte superior de la U invertida. La calibración se llevó a cabo midiendo el tiempo insumido en hacer circular un volumen de líquido, medido utilizando una probeta de 500 ml, y registrándose simultáneamente la diferencia de alturas en las ramas del manómetro. Se barrió el rango de caudales a utilizar en las experiencias 0.3 a 1.3 l/min. De este modo, pudo correlacionarse la caída de presión a través de la placa con el caudal de líquido circulante.

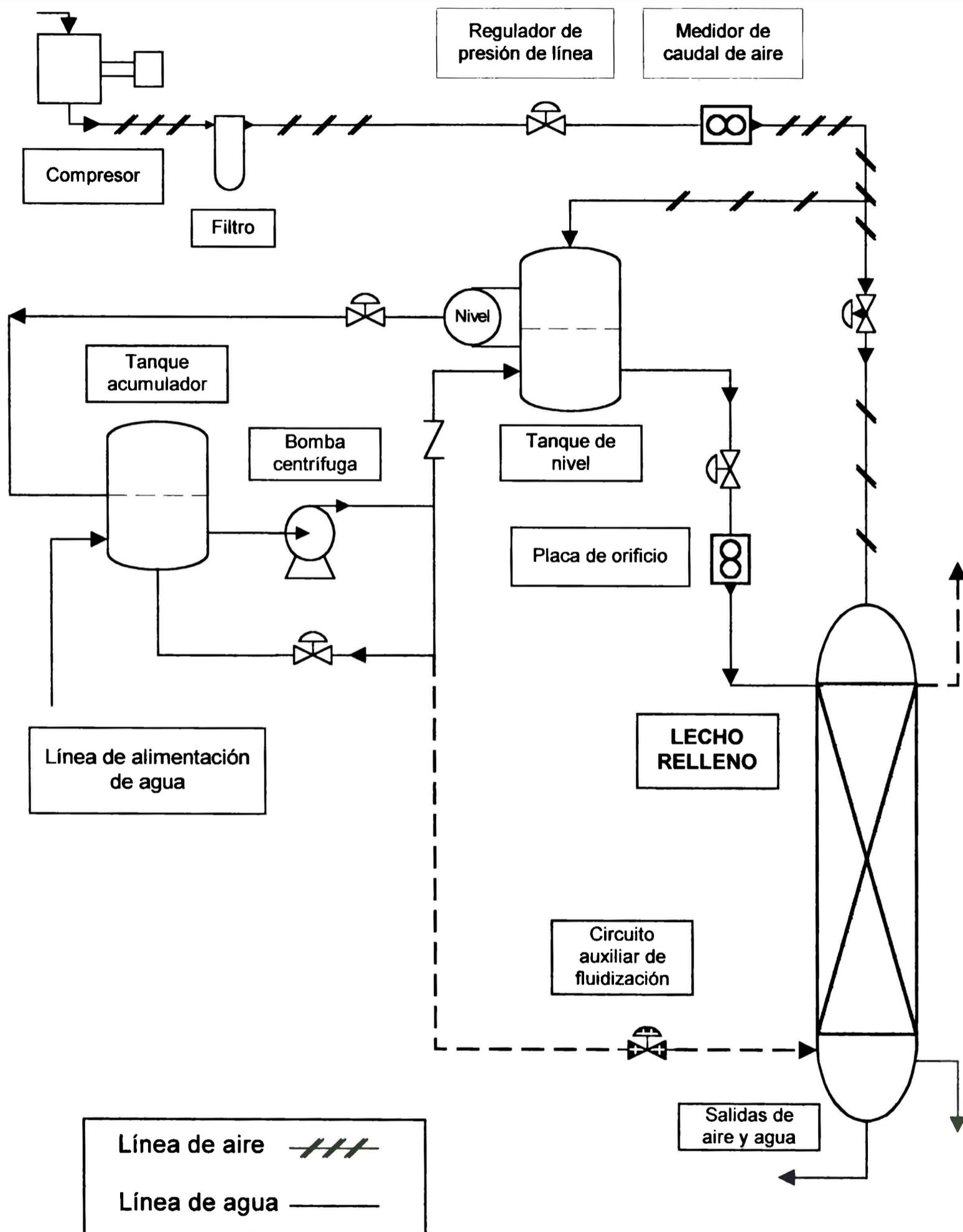


Figura II.7.: Esquema de los circuitos hidráulicos principales.

En la Figura II.8 puede visualizarse la recta resultante del ajuste de los datos de la calibración de la placa. El coeficiente de correlación, r , es 0.99 y el error porcentual (en valor absoluto) promedio es inferior al 3%. Por consiguiente, en las experiencias el caudal de líquido se determinó a través de la siguiente expresión:

$$q_L \text{ [l/min]} = 0.2951 \sqrt{\Delta h \text{ [cm]}} \quad (\text{II.3})$$

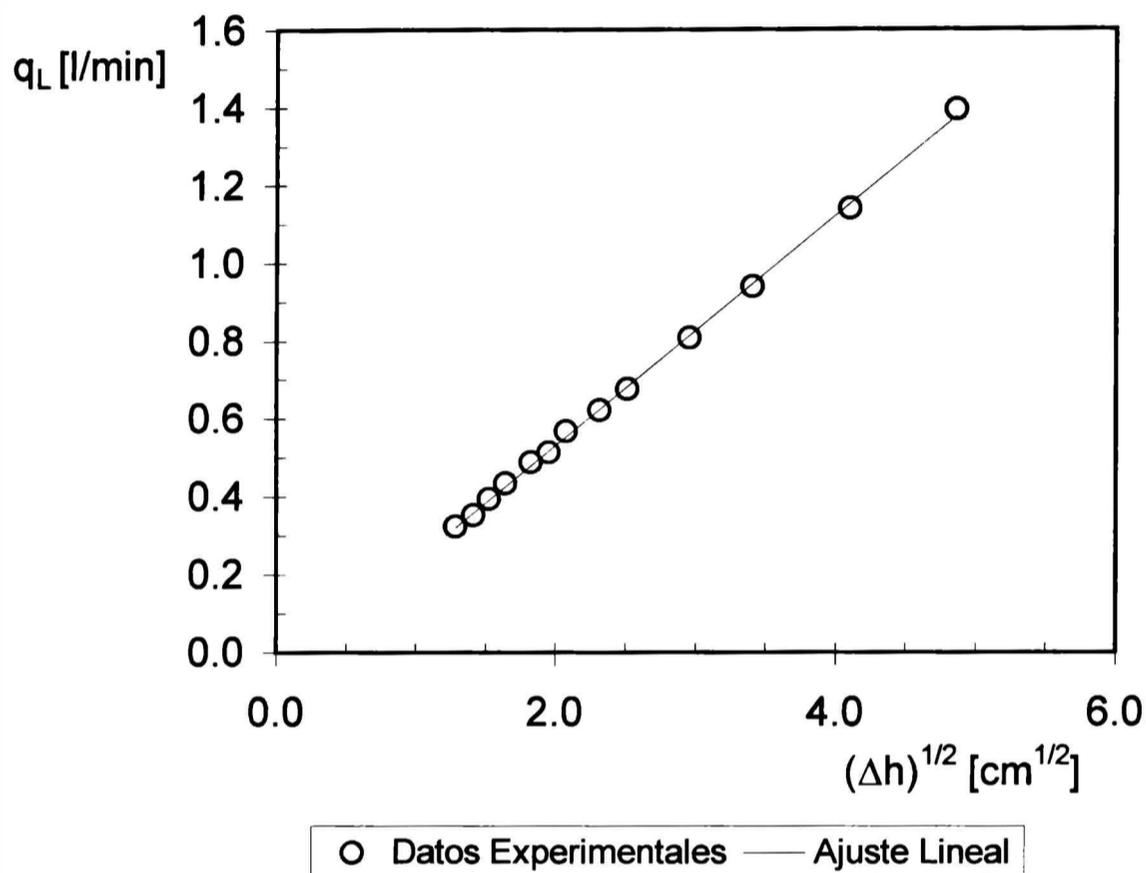


Figura II.8.: Resultados de la calibración de la placa de orificio para medir el caudal de líquido.

II.3.3.2 Circuito hidráulico secundario (fluido de calefacción)

Como fluido calefaccionante se utiliza agua destilada que circula a través de la camisa a una temperatura preestablecida para la realización de los ensayos. Adicionalmente, se le incorporó a la misma un aditivo para evitar la corrosión y los depósitos sobre las cañerías.

El circuito cerrado de calefacción puede observarse esquemáticamente en la Figura II.9. El agua se impulsa mediante dos bombas centrífugas (ROWA 1/8 HP) en paralelo. Las mismas están especialmente indicadas para sistemas de calefacción,

no tienen sellos, ni prensaestopas, y además son capaces de entregar un caudal lo suficientemente alto como para que en las experiencias la temperatura en el seno de la camisa permanezca aproximadamente constante en dirección axial. Las bombas succionan el agua de un tanque compensador con venteo a la atmósfera, el cual asegura una altura suficiente de agua a la aspiración para evitar la cavitación de las bombas. El caudal de agua que circula a través del circuito no se regula, sino que se trabaja con el máximo posible de acuerdo a la capacidad de las bombas.

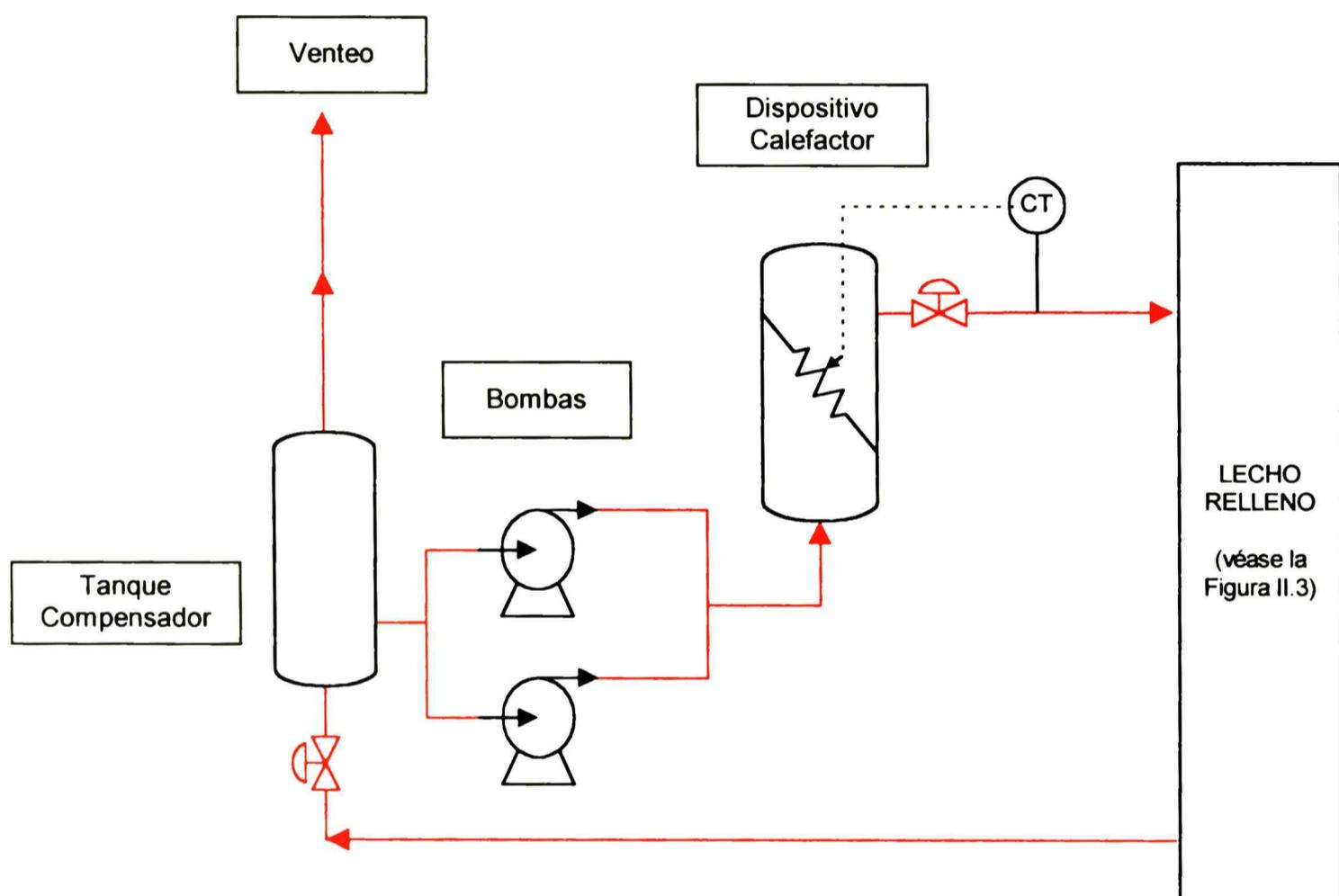


Figura II.9.: Esquema del circuito calefactor

Camisa calefactora

La camisa calefactora consta de tres secciones para el calentamiento capaces de ser operadas conjunta o individualmente correspondiendo cada una a una sección del lecho (véase la Figura II.3). El fluido calefactor ingresa a la camisa en co-corriente con los fluidos de ensayo en la misma zona que se habilita para medir, para poder tener en cuenta cualquier variación en la temperatura del mismo

(diferencia generada en la transferencia de calor cuando se utiliza una, dos o las tres secciones). Los tres tramos de camisa están equipados con baffles simple segmentados que generan turbulencia y aseguran una distribución uniforme del flujo en la camisa (sin zonas muertas).

Dispositivo calefactor

El calor es proporcionado al agua por tres resistencias de 2000 W de potencia cada una, alojadas en un dispositivo calefactor consistente en un tubo de bronce de 2 plg y 70 cm de largo con tapas de entrada y salida a rosca para facilitar la limpieza o alguna eventual reparación (véase la Figura II.9).

Las tres resistencias pueden ser activadas en forma independiente mediante un esquema en el cual una de ellas está fija, otra conectada a un reóstato y una última operada a través del controlador de temperatura. Esta modalidad permite afinar el mecanismo de control y evita la necesidad de que el controlador maneje toda la potencia (6000 W) en cada acción de control.

Características de las resistencias

- 3 elementos de 2000 Watts de potencia cada uno, envainados en acero inoxidable (diámetro 9 mm) con terminales individuales.
- Largo 56.5 cm.
- Zona muerta (libre de calentamiento) 6 mm.

Cálculo del coeficiente de transferencia de calor en la camisa

La camisa calefactora del lecho relleno fue diseñada con la premisa de mantener la temperatura de la pared del lecho en un valor constante a lo largo de la longitud activa para la transferencia. No obstante, y como se mencionara en la sección II.3.2, se dispuso una termocupla para registrar la temperatura en distintas posiciones axiales sobre la pared del lecho y su correspondiente valor en el seno de la camisa calefactora (véase la Figura II.10). Estas medidas permitieron comprobar que pese al elevado caudal impulsado por las bombas a través del circuito de calefacción, igualmente se produce una caída significativa en la temperatura de la pared del lecho entre la entrada y la salida de la longitud activa para la transferencia. Resulta

para todas las condiciones analizadas (incluyendo los 3 tamaños de relleno) mayor la temperatura de la pared a la salida de la longitud activa que a la entrada de la misma. La diferencia entre ambos valores se presenta como una función de los caudales de gas y líquido que circulan por el lecho y de la longitud ensayada.

Este fenómeno comprobado experimentalmente puede ser razonablemente interpretado a través de un cálculo aproximado. Planteando la igualdad de flujos térmicos, q , a través de la pared del lecho a la entrada y a la salida de la zona de medida se tiene (véase la Figura II.10):

$$q|_{z=0} = U_T [T_{w0} - \bar{T}_0] = h_C [T_{C0} - T_{w0}] \quad \text{para } z=0$$

$$q|_{z=L} = U_T [T_{wL} - \bar{T}_L] = h_C [T_{CL} - T_{wL}] \quad \text{para } z=L$$

Para este análisis pueden emplearse valores de temperatura típicos extraídos de las experiencias: $T_C=80\text{ }^\circ\text{C}$ (se considera constante), $\bar{T}_0 = 15\text{ }^\circ\text{C}$ y $\bar{T}_L = 60\text{ }^\circ\text{C}$.

Para el coeficiente global de transferencia U_T puede adoptarse un valor conservativo de $500\text{ W m}^{-2}\text{ }^\circ\text{C}^{-1}$

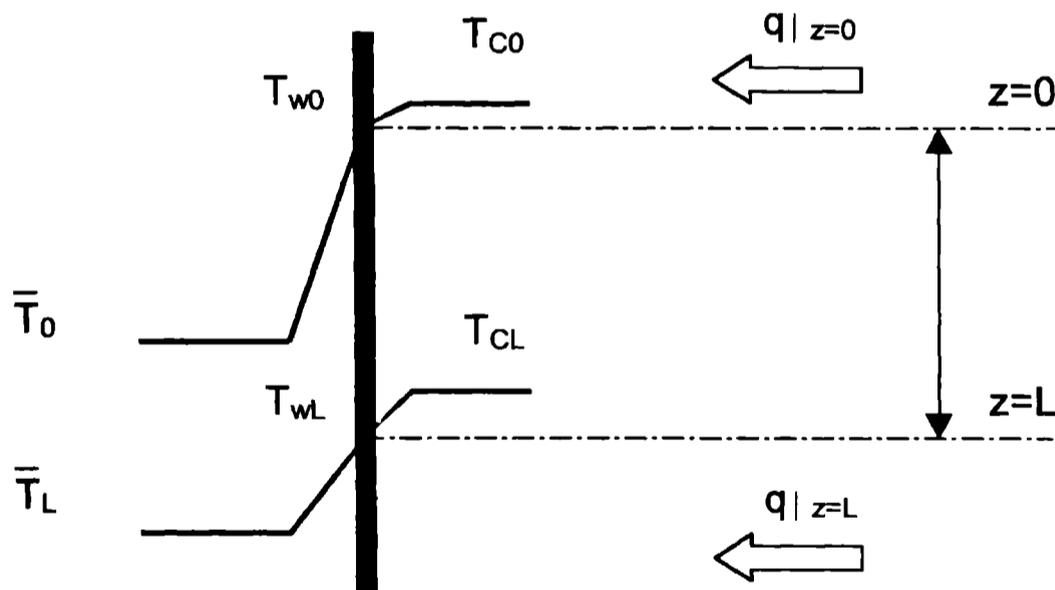


Figura II.10.: Esquema representativo de las caídas de temperatura en la pared del lecho y en el fluido calefactor

Se plantea, entonces, estimar la diferencia entre la temperatura en el seno del fluido calefactor y la pared para la situación más favorable generada a través de la

condensación de vapor de agua puro en la camisa. En este caso pueden resultar valores máximos de $h_C \cong 15000 \text{ W m}^{-2} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ [Hewitt, Shires y Bottt, 1994].

Resulta para las condiciones de entrada una diferencia entre el seno del fluido calefactor y pared de $2.1 \text{ }^\circ\text{C}$ y para las de salida $0.6 \text{ }^\circ\text{C}$. Consiguientemente, es completamente factible que se produzca la mencionada variación de temperatura de la pared a lo largo del lecho.

Es menester señalar que los trabajos de transferencia de calor en RTB disponibles en la bibliografía hasta la fecha ignoran este efecto y consideran una temperatura de pared constante para toda la longitud activa de lecho.

La alternativa empleada en el presente trabajo de Tesis consiste en incorporar al análisis la caída de temperatura entre el seno del fluido calefactor y la pared del lecho, a través de la determinación del coeficiente de transferencia de calor en la camisa, h_C . Este enfoque resulta adecuado, ya que pudo comprobarse experimentalmente que la temperatura en el seno del fluido calefactor se mantiene constante a lo largo de la longitud activa de lecho. La máxima diferencia detectada entre entrada y salida para el conjunto de los ensayos resultó de $1.5 \text{ }^\circ\text{C}$, siendo el valor promedio aproximadamente $0.5 \text{ }^\circ\text{C}$. Este valor es similar, incluso inferior, al error experimental.

En estas condiciones se propone utilizar la solución tradicional de la ecuación de balance de energía para un lecho relleno con flujo bifásico descendente y temperatura de pared constante (véase el apartado III.5.2.3), empleando como valor de temperatura de pared la correspondiente magnitud medida en el seno del fluido calefactor. Se genera de esta forma un coeficiente de transferencia en la pared *ficticio*, h^F , definido como:

$$\frac{1}{h^F} = \frac{1}{h_w} + \frac{1}{h_C} \quad (\text{II.4})$$

Para calcular el coeficiente real de transferencia de calor, h_w , una vez determinado h^F como resultado del ajuste de los datos experimentales (véase la sección III.6), debe estimarse h_C . Con esta finalidad vuelve a plantearse la igualdad de flujos térmicos en la pared del lecho para una posición axial genérica z ,

$$h^F [T_C - T(r = R_T)] = h_C [T_C - T_w] \quad (\text{II.5})$$

siendo $T(r=R_T)$ el valor resultante del perfil de temperatura para $r=R_T$, T_C y T_w valores medidos experimentalmente.

Despejando h_C de la ecuación (II.5) y reemplazando en la expresión (II.4) se obtiene h_w .

Se obtuvieron una cantidad de valores de h_C igual al número de ensayos realizados, los cuales se representan en la Figura II.11. Mediante un análisis estadístico sencillo se desecharon aquellos valores que se encuentran fuera del intervalo $(-2\sigma, 2\sigma)$ centrado en la media, asegurando un 95% de probabilidad. Teniendo en cuenta las consideraciones efectuadas el coeficiente transferencia en la camisa resultó $10630 \text{ W m}^{-2} \text{ C}^{-1}$

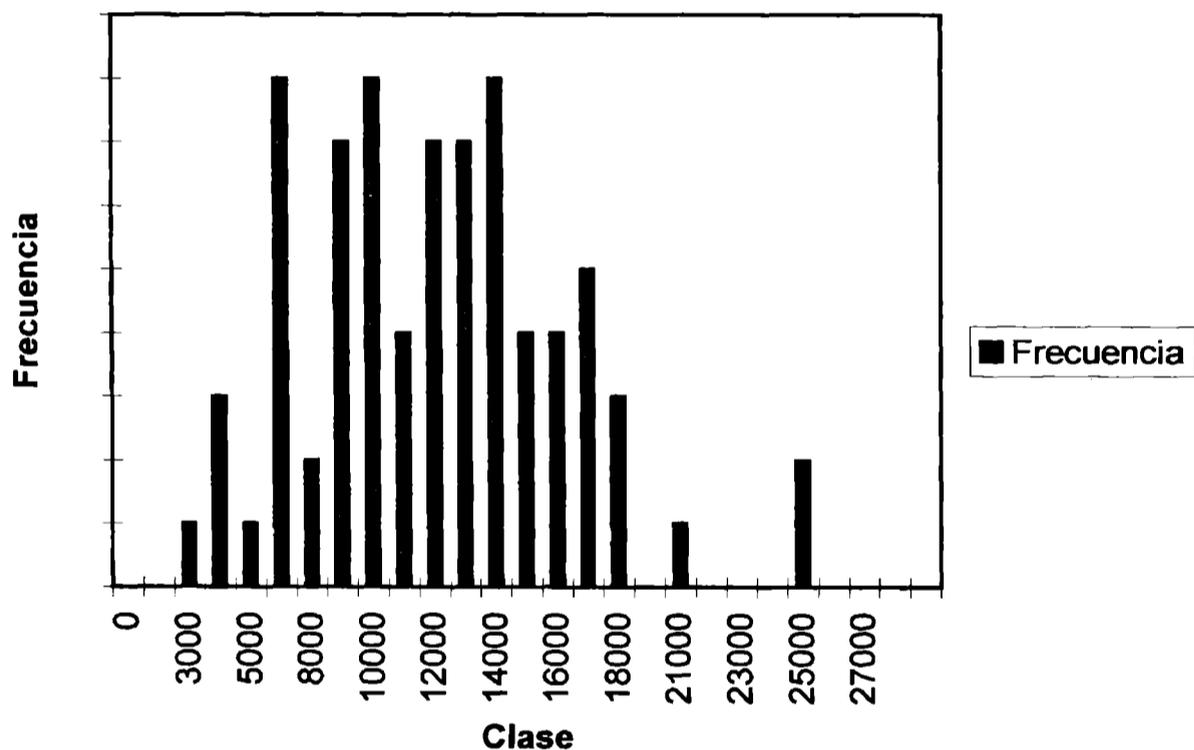


Figura II.11.: Distribución de los valores de h_C obtenidos para cada ensayo

II.3.4 Aislación térmica

La aislación térmica persiguió dos objetivos. Por un lado, se buscó minimizar la transferencia de calor desde las superficies exteriores del equipo hacia el medio ambiente. Por otro, se propuso evitar la transferencia de calor entre las secciones que conforman el lecho. En este sentido es indispensable lograr una buena aislación

entre las mismas para eliminar el precalentamiento de los fluidos durante el pasaje a través de la sección previa a la habilitada para la transferencia.

En todas las uniones entre las bridas que conectan las secciones calefaccionadas se emplearon juntas de corcho, que además de evitar pérdidas de fluido disminuyen la transferencia de calor en sentido axial por conducción a través del metal. Asimismo, se implementó un sistema de arandelas de teflón y vainas para evitar la transferencia a través de los bulones de acero que unen las bridas.

Las superficies externas del lecho relleno y todos los elementos del circuito de calefacción se aislaron con lana de vidrio. El espesor de aislación se determinó admitiendo una pérdida de calor al medio inferior al 5% de la potencia empleada para el calentamiento de los fluidos de ensayo. En estas condiciones resultó un espesor de aislante de 2 plg, el área del mismo expuesta al ambiente se cubrió con láminas de poliuretano expandido para evitar el deterioro del aislante y la consiguiente pérdida de las propiedades.

II.4 OPERACIÓN DEL EQUIPO

Es ampliamente reconocido el fenómeno de histéresis fluidodinámica [Sundaresan, 1994; Chu y Ng, 1989] que presentan los lechos rellenos operando como *trickle bed*. Esto implica que los resultados obtenidos en los ensayos de transferencia de calor podrían estar influidos por la manera en la que se alcanza el estado estacionario para la circulación de los fluidos. Resultó indispensable, entonces, establecer una mecánica de iniciación de las experiencias. Se adoptaron, de esta forma, una serie de pasos a efectuar en cada uno de los ensayos, con el fin de asegurar la repetibilidad de los mismos.

II.4.1 Procedimiento de puesta en marcha de los ensayos

Con respecto a la iniciación de los ensayos se plantearon dos alternativas cuyas implicancias serán discutidas en el punto III.2.2:

Por un lado, se propuso realizar una fluidización del lecho empleando agua, con la finalidad de estudiar el efecto del cambio en la estructura del relleno sobre las medidas de transferencia de calor. El caudal de líquido necesario para alcanzar la

velocidad de mínima fluidización para las pastillas de 6 mm es de 9 l/min. Este caudal es provisto por la misma bomba utilizada para alimentar el líquido durante los ensayos a través de un circuito auxiliar (véase la Figura II.7). En el caso de las pastillas más pequeñas (1.5 y 3 mm) el caudal necesario para la fluidización resulta apreciablemente menor.

La otra alternativa implica el inicio de las experiencias sin fluidizar el lecho.

A partir de finalizado este primer paso (cualquiera sea la alternativa empleada), se procede a la inundación el lecho. Simultáneamente con el drenado del mismo se habilita el circuito de alimentación de líquido haciendo circular el máximo caudal (permite compactar el lecho expandido luego de la fluidización, cuando la hubiere). Seguidamente, se realiza un primer ajuste del caudal de líquido, y seguidamente se hace circular el aire. Una vez establecido el flujo de ambos fluidos se procede a la fijación definitiva de los caudales correspondientes a la condición ensayada. Como siguiente paso, se pone en funcionamiento el circuito de calefacción, a través de la circulación del fluido calefactor previa apertura y cierre de válvulas para habilitar la longitud de lecho inicial (siempre se comienza con la sección inferior solamente, 27 cm, y luego, durante el ensayo, se habilitan la zona intermedia y eventualmente la superior). Desde el equipo electrónico de adquisición y control se establece la velocidad de calentamiento y el valor final de la consigna.

II.4.2 Procedimiento durante el ensayo

Una vez que la temperatura del fluido calefaccionante llega al valor deseado (80°C) se deja transcurrir un tiempo suficiente, aproximadamente 1 hora, para que el sistema alcance el estado estacionario en la faz térmica. A partir de este momento, se comienzan a almacenar los datos experimentales. Se adquieren y registran datos térmicos (perfiles radiales de temperatura dentro del lecho y en los distintos puntos del equipo mediante la termocupla móvil – véase el punto II.3.2), cada 10 s durante aproximadamente 70 minutos. Consecuentemente, resultan 420 perfiles, cada uno constituido por 9 valores de temperatura. Estos datos son promediados para generar un único perfil representativo del ensayo. Adicionalmente, durante el ensayo se verifican los caudales de líquido y gas en forma periódica.

Este procedimiento es análogo independientemente de la longitud de lecho ensayada.

II.5 CONCLUSIONES

En este Capítulo se describieron las distintas etapas seguidas hasta la puesta en funcionamiento del equipo empleado para obtener las medidas de transferencia de calor. Así, se analizaron distintos esquemas experimentales, puntualizando las ventajas y desventajas de cada uno, hasta definir la alternativa más conveniente. En este sentido, debe destacarse la característica distintiva de la opción finalmente adoptada, que permite variar la longitud activa para la transferencia de calor mediante un sistema de calefacción por secciones. Seguidamente, se expuso la información derivada del diseño y la especificación del esquema experimental planteado, incluyendo el lecho relleno, el sistema de medida y adquisición de datos térmicos, y el de medida y control de los fluidos involucrados en los ensayos. Finalmente, se discutió la importancia de disponer de un procedimiento especificado para la realización de los ensayos y se describió el mismo.

Capítulo III

Análisis de resultados

Capítulo III. Análisis de resultados

III.1 INTRODUCCIÓN

Concluida la etapa de obtención de datos por vía experimental es indispensable realizar un relevamiento y una sistematización de la información obtenida. Esta tarea incluye un primer análisis de los datos, de tipo cualitativo, para detectar aquellos ensayos que presenten anomalías.

En una segunda instancia, y ya contando con la información depurada, se plantea el procedimiento matemático de ajuste de los datos experimentales para lo cual se postulan distintos modelos, reconociéndose las particularidades y limitaciones de cada uno. Finalmente, se implementa un modelo de tipo bidimensional pseudohomogéneo. En este contexto, se analiza la dependencia de los parámetros de transferencia de calor, asociados al mismo, con las variables fluidodinámicas (caudales de gas y líquido) y geométricas (tamaño del relleno). Los resultados experimentales se contrastan con las predicciones de las correlaciones disponibles en la bibliografía. El análisis de la comparación permite reafirmar las conclusiones presentadas en el Capítulo I referidas a la disparidad en los valores estimados de los parámetros de transferencia de calor y simultáneamente a la falta de acuerdo en la interpretación del fenómeno de transferencia. En este contexto, se presenta una correlación propia para estimar los parámetros que presenta una muy buena performance predictiva evaluada frente a los datos experimentales y a las correlaciones de bibliografía consideradas como las más consistentes. Para la conductividad efectiva la expresión propuesta incluye los tres tamaños de relleno empleados. En el caso del coeficiente de transferencia en la pared, está limitada para valores de la relación de aspecto, $a > 15$. Para $a < 15$ se propone un enfoque alternativo que considera las particularidades generadas en estas situaciones.

III.2 CONDICIONES DE TRABAJO

III.2.1 Condiciones operativas

Se estableció como premisa en el estudio experimental llevado a cabo, cubrir exclusivamente las condiciones operativas correspondientes al flujo en régimen *trickle*. Por esta razón, y teniendo en cuenta la información bibliográfica y los fluidos empleados, se limitaron los caudales de gas y líquido para operar únicamente en la zona de baja interacción (véase el apartado 1.3.1), delimitada empleando las correlaciones de Tosun (1984), Charpentier y Favier (1975) y Larachi y col. (1993).

No obstante los valores calculados, y a efectos de verificar las predicciones de las correlaciones, se realizaron observaciones experimentales sobre el cambio de régimen de flujo para las pastillas de 3 mm de diámetro. Con esta finalidad se reemplazó la sección inferior del equipo (tubo encamisado) por una de idénticas características pero construida en acrílico sin camisa. Esta modificación permitió caracterizar visualmente la fluidodinámica del sistema. Para cada caudal de líquido se aumentó gradualmente el caudal de gas registrándose simultáneamente los cambios en el comportamiento del flujo. En este sentido, en todos los ensayos realizados pudo observarse un patrón de comportamiento con características bien definidas.

Primeramente, se detectaron las típicas aceleraciones localizadas de flujo de líquido. Conforme se aumentó el caudal de gas las aceleraciones crecieron en número haciéndose presentes en toda la zona visible del lecho. Puede afirmarse que esta situación es indicativa de un cambio incipiente en el régimen de flujo. Incrementando aún más el flujo de gas se presentaron pulsos localizados, para finalmente observar "*bolsones*" de líquido y gas extendidos a todo el diámetro del recipiente, desplazándose a través del lecho.

De este modo, se barrió el rango de caudales de líquido a utilizar durante las experiencias de transferencia de calor. En la Figura III.1 se presentan los puntos experimentales obtenidos y las curvas generadas a partir de los diagramas de flujo de Charpentier y Favier (1975), Tosun (1984) y Larachi y col. (1993). Se observa

una muy aceptable concordancia en particular con la correlación de Larachi y col. (1993), circunstancia que permitió definir claramente la zona de operación de caudales de gas y líquido.

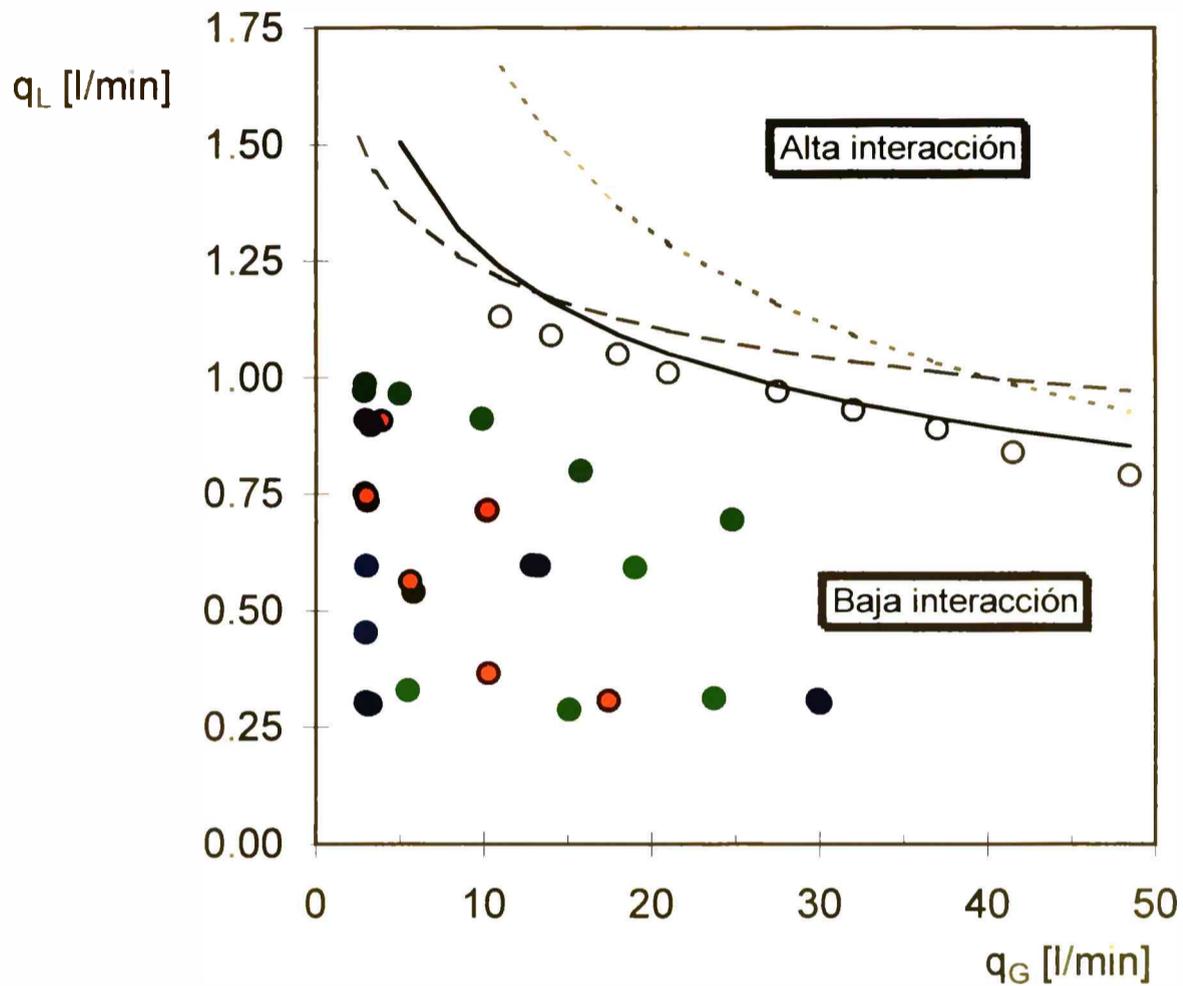
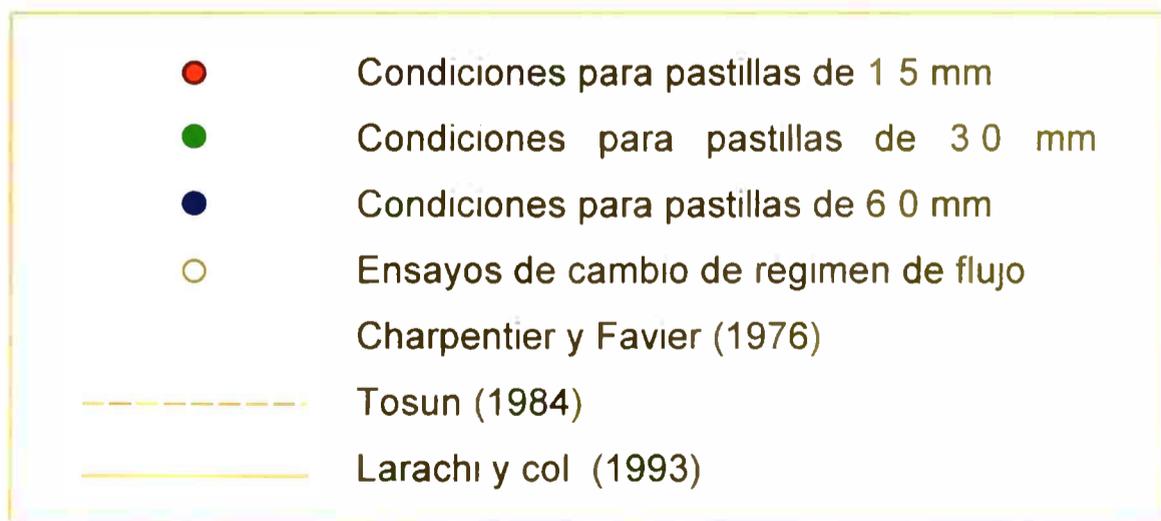


Figura III.1.: Mapa de flujo incluyendo las condiciones operativas ensayadas en los estudios de transferencia de calor



En la Tabla III.1 se presenta un resumen de las condiciones operativas ensayadas para los tres diámetros de pastilla (1.5, 3 y 6 mm), indicándose los

Transferencia de calor en lechos rellenos con flujo bifásico descendente
 Capítulo III. Análisis de resultados

caudales de gas y líquido empleados para cada condición. Asimismo, se señala cuales ensayos se llevaron a cabo para tres longitudes de lecho y cuales solamente para dos. En términos generales se observó que los perfiles radiales de temperatura para bajos caudales de líquido alcanzan prácticamente la temperatura del fluido calefaccionante para una zona de intercambio térmico de 87 cm, y por esta razón no resulta de interés llevar a cabo ensayos en dicha condición.

El conjunto de condiciones operativas también está representado en la Figura III.1, donde se verifica que todas se encuentran en régimen de baja interacción.

Respecto de las líneas que indican el cambio en el régimen de flujo, cabe aclarar que fueron generadas para condiciones normales de presión y temperatura. Si la temperatura aumenta, las líneas se desplazan ligeramente hacia valores mayores del caudal de líquido, motivo por el cual la Figura III.1 corresponde a la situación más conservativa para comprobar si las condiciones establecidas en los ensayos de transferencia de calor corresponden al régimen de baja interacción.

Tabla III.1.: Condiciones de trabajo

Pastillas de vidrio de 6.0 mm			
Serie de condiciones operativas	q_G [l/min]	q_L [l/min]	L [cm] empleadas
G1	30.0	0.301	27/47
G2	3.0	0.303	27/47
G3	13.3	0.596	27/47
G4	3.3	0.896	27/47/87
G5	3.0	0.596	27/47
G6	3.0	0.452	27/47

Pastillas de vidrio de 3 mm			
Serie de condiciones operativas	q_G [l/min]	q_L [l/min]	L [cm] empleadas
E1	5.0	0.97	27/47/87

Tabla III.1.: Condiciones de trabajo (continuación).

Pastillas de vidrio de 3 mm (continuación)			
Serie de condiciones operativas	q_G [l/min]	q_L [l/min]	L [cm] empleadas
E2	5.5	0.33	27/47
E3	5.8	0.54	27/47
E4	23.7	0.31	27/47
E5	3.3	0.30	27/47
E6	2.9	0.97	27/47/87
E7	2.9	0.75	27/47/87
E8	3.1	0.73	27/47
E9	15.1	0.29	27/47
E11	10.2	0.71	27/47
E12	9.9	0.91	27/47/87
E13	3.0	0.99	27/47/87
E14	24.8	0.7	27/47
E15	15.8	0.80	27/47
E16	19.0	0.59	27/47

Pastillas de vidrio de 1.5 mm			
Serie de condiciones operativas	q_G [l/min]	q_L [l/min]	L [cm] empleadas
F1	10.3	0.37	27/47
F2	10.3	0.72	27/47
F3	12.9	0.6	27/47
F4	3.2	0.3	27/47
F5	5.7	0.56	27/47
F6	17.5	0.31	27/47
F7	3.9	0.91	27/47/87
F8	3.1	0.75	27/47
F9	3.0	0.91	27/47/87
F10	29.9	0.31	27/47

III.2.2 Repetición de los ensayos

Se denomina ensayo a la obtención del perfil de temperatura promedio dentro del lecho resultante de 420 perfiles térmicos registrados durante 70 minutos (véase el apartado II.4.2) y del resto de las variables necesarias para el análisis de la transferencia de calor. Paralelamente, la palabra repetición alude al número de ensayos realizados para una dada condición operativa, determinada por el caudal de líquido, el caudal de gas, el tamaño de pastilla y la longitud de lecho empleada. Las repeticiones pueden ser realizadas con o sin fluidización previa del lecho, efecto que será discutido en esta sección.

El fenómeno de dispersión en los valores del perfil de temperatura detectado a través de la repetición de las medidas ha sido referido, e incluso estudiado, para lechos rellenos con flujo de una única fase [Wijngaarden y Westerterp, 1992a y b; Borkink y Westerterp, 1992]. Para sistemas con flujo bifásico no se han encontrado trabajos que aborden el tema.

Puede afirmarse que esta dispersión en las medidas del perfil de temperatura se traslada al ajuste de los parámetros de transferencia correspondientes.

Se plantea, entonces, el estudio de la misma con la finalidad de analizar su naturaleza, y paralelamente determinar el mínimo número de repeticiones necesarias para obtener parámetros no sesgados.

Es dable proponer al menos dos fenómenos factibles de generar dispersión en los perfiles de temperatura obtenidos en diferentes ensayos. El primero es la naturaleza aleatoria de la estructura del lecho relleno [Schouten y Westerterp, 1996; Wijngaarden y Westerterp, 1992a y b; Borkink y Westerterp, 1992] que implica una distribución espacial aleatoria de porosidad, velocidad y temperatura.

El segundo está asociado a la aleatoriedad intrínseca del comportamiento fluidodinámico y térmico del sistema a nivel local, específicamente en la zona de medida. Mientras que las posiciones de los extremos de las termocuplas (lugar donde se aloja el sensor propiamente dicho) se encuentran fijas, la fluidodinámica local puede ser distinta entre ensayo y ensayo, y aunque en mucha menor medida, puede sufrir modificaciones durante un mismo ensayo. Estos cambios generan que el extremo de la termocupla pueda estar inmerso en un filete de líquido, o en uno de

gas, o en una región estanca, modificándose consecuentemente el valor de temperatura medido.

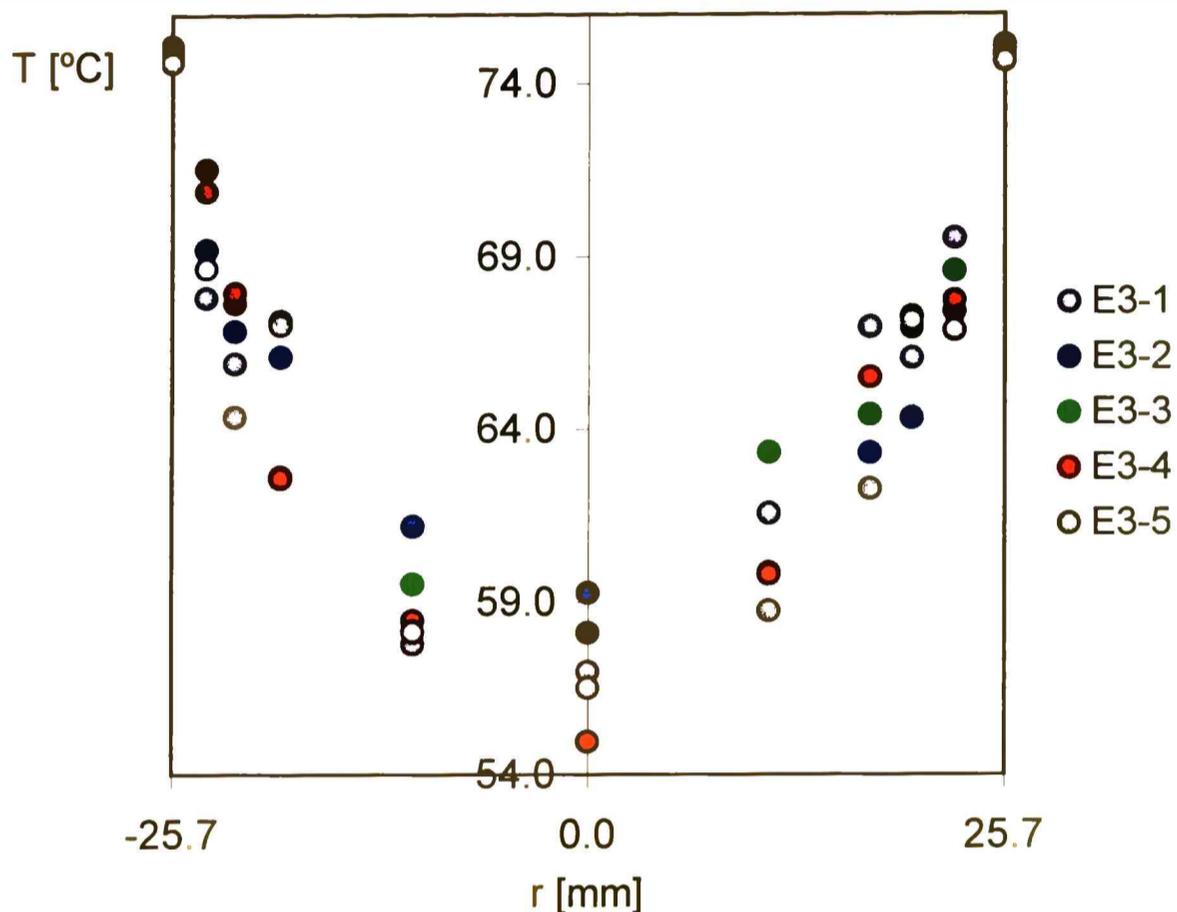


Figura III.2.: Perfiles radiales de temperatura correspondientes a 5 repeticiones con fluidización previa del lecho.

Para poder analizar cual de los fenómenos mencionados, o eventualmente ambos, es efectivamente el generador de la dispersión se realizaron una serie de repeticiones con fluidización previa del lecho y otra sin fluidización para la misma condición operativa.

En la Figura III.2 pueden observarse 5 perfiles de temperatura experimentales correspondientes a 5 repeticiones con fluidización previa del lecho para el sistema estudiado. Es posible apreciar que existe una importante dispersión entre los mismos.

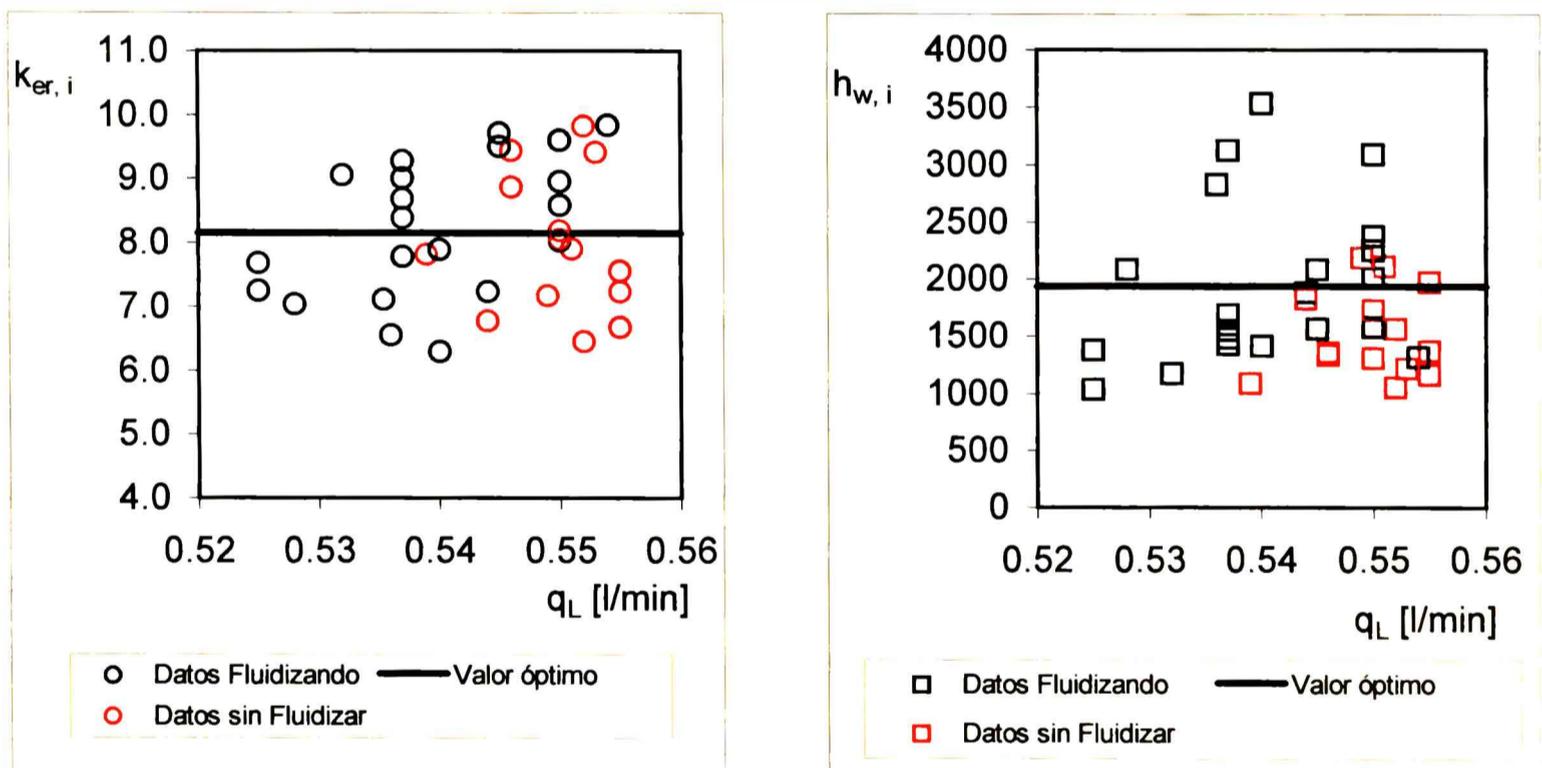
Los parámetros térmicos obtenidos a partir de ensayos con y sin fluidización previa del lecho (véase la sección III.3) se muestran en las Figuras III.3.a y b.

Para comprobar si las desviaciones de los parámetros respecto del valor más probable de cada grupo de repeticiones (símbolos indicados en color negro y en

color rojo) corresponden a un mismo universo se realizó una prueba F. Fijando un nivel de significación del 5% para la siguiente hipótesis adoptada para ambos parámetros,

$$S^2_{\text{SIN FLUIDIZAR}} = S^2_{\text{FLUIDIZANDO}}$$

resultó que se acepta la misma para los valores de conductividad efectiva, k_{er} . Consecuentemente, ambos conjuntos de desviaciones pertenecen a un mismo universo (no existe diferencia entre las desviaciones obtenidas en las repeticiones con y sin fluidización). Por otro lado, se rechaza la hipótesis para las desviaciones del coeficiente de transferencia en la pared, h_w . Esto implica que las desviaciones correspondientes a ambas muestras son heterogéneas. En este caso, las desviaciones correspondientes a las repeticiones sin fluidización son esencialmente distintas (menores) a las obtenidas con fluidización previa del lecho. Aún con un nivel de significación del 1 % los resultados anteriores se mantienen.



Figuras III.3.a y b.: Parámetros térmicos obtenidos para una serie de ensayos con y sin fluidización previa del lecho.

$$q_L = 0.54 \text{ l/min}; \quad q_G = 5.8 \text{ l/min}; \quad d_p = 3 \text{ mm}$$

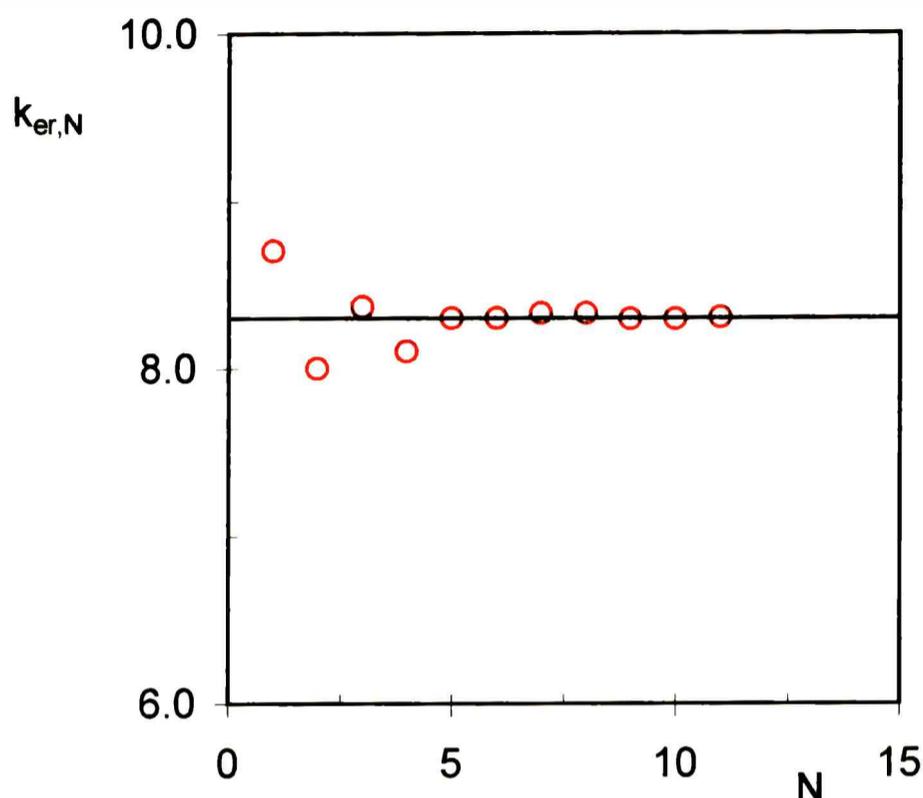


Figura III.4.: Promedio acumulado de la conductividad térmica efectiva, $k_{er,N}$, como función del número de repeticiones, N.

Del análisis estadístico anterior se desprende que existe una influencia de la estructura del relleno sobre uno de los parámetros de transferencia de calor. Dado que el modelo está caracterizado por ambos parámetros, la dependencia de uno de ellos respecto de la estructura del relleno implica la dependencia del modelo en su conjunto.

Esta circunstancia motivó la necesidad de adoptar, finalmente, un procedimiento de iniciación de cada ensayo que incluye una fluidización previa del lecho para generar un ordenamiento aleatorio de las pastillas en el lecho. Por ende, en adelante toda repetición de un ensayo implica una fluidización previa del lecho.

El segundo planteo formulado en el marco de esta sección se refiere al mínimo número de repeticiones que aseguren una estimación no sesgada de los parámetros de transferencia. A tal efecto se realizaron 11 repeticiones, correspondientes a la misma condición operativa, y se ajustaron para cada una de ellas los correspondientes valores de conductividad efectiva y coeficiente de transferencia en la pared de la forma indicada en la sección III.6.

Se compararon los valores medios de los parámetros en función del número de repeticiones resultando que a partir de 5 repeticiones los mismos resultan esencialmente constantes. En la Figura III.4 puede visualizarse estos resultados para el caso de la conductividad térmica efectiva.

En resumen, los datos experimentales obtenidos consisten en perfiles radiales de temperatura promedio para tres longitudes de lecho en distintas condiciones operativas correspondientes al régimen de baja interacción y para tres tamaños de relleno. En total se dispone de la información correspondiente a 362 ensayos experimentales, de los cuales 83 corresponden a pastillas de 6 mm de diámetro, 176 a pastillas de 3 mm y 103 a partículas de 1.5 mm. Estas cantidades incluyen las tres longitudes de lecho ensayadas (27, 47 y 87 cm) y en promedio 5 repeticiones con fluidización previa del lecho para cada condición.

III.3 AJUSTE DE PARÁMETROS

Para el ajuste de los datos experimentales se empleó el conjunto de programas GREG SOFTWARE PACKAGE en FORTRAN, de estimación de parámetros desarrollado por Stewart y col. (1991). El programa realiza la estimación de los parámetros correspondientes a un modelo matemático definido por el usuario y utiliza información experimental de una o más variables dependientes (respuestas). La dependencia de los parámetros puede ser lineal o no lineal. Cuenta con dos opciones para la estimación de parámetros: mínimos cuadrados y estimación multirespuesta. Los parámetros de transferencia de calor son obtenidos a través de la minimización de la función objetivo. La alternativa empleada para los mismos en el marco del presente estudio fue mínimos cuadrados, correspondiente a la siguiente función objetivo:

$$S(\theta) = \sum_{i=1}^{N_{\text{obs}}} \left[T^{\text{EXP}}(r_i) - T^{\text{MODELO}}(r_i, \theta) \right]^2$$

siendo:

$T^{\text{EXP}}(r_i)$, valores experimentales de temperatura en la posición radial r_i

$T^{\text{MODELO}}(r_i, \theta)$, valores de temperatura predichos por el modelo

θ , parámetros a ajustar

N_{OBS} , número de valores de temperatura incluidos en los perfiles obtenidos para todas las condiciones operativas para cada tamaño de relleno

La minimización comienza a partir de valores iniciales de los parámetros que fueron convenientemente asignados, como así también su intervalo de variación permitido. La función S es aproximada por una función cuadrática en la región de búsqueda correspondiente. El mínimo en la mencionada región es obtenido por programación cuadrática. El programa se detiene cuando se alcanza la precisión deseada o se sobrepasa el número máximo de iteraciones. Ambos valores fueron adecuadamente establecidos.

III.4 PLANTEO DEL BALANCE DE ENERGÍA EN UN LECHO RELLENO CON FLUJO BIFÁSICO DESCENDENTE. (Influencia de la vaporización parcial de la fase líquida)

Dadas las condiciones de operación empleadas en las experiencias, en especial los niveles térmicos alcanzados en los ensayos, es natural que una parte del líquido que ingresa al lecho se vaporice durante el pasaje a través del mismo. En este caso parte del calor entregado al sistema no se emplea solo en aumentar la temperatura de los fluidos de ensayo sino en el cambio de fase. Si se calcula el calor total intercambiado sin considerar la vaporización se obtienen valores menores que los reales, que a la postre resultan en una subestimación de la capacidad de transferencia del sistema (menores valores de los coeficientes de transferencia).

Teniendo en cuenta los caudales de ambas fases y el calor de vaporización del agua puede afirmarse que la vaporización no es significativa por la masa de líquido vaporizada en sí misma (en otras palabras es válida la hipótesis de caudal de líquido constante). Sin embargo, la cantidad de calor requerida para vaporizar dicha masa debe tenerse en cuenta.

Se calculó la diferencia de entalpía total planteando tres situaciones hipotéticas para la condición experimental más desfavorable (mayor caudal de gas, menor caudal de líquido y mayor longitud de lecho). La diferencia entre las tres alternativas propuestas radica en el tratamiento brindado a la entalpía de la corriente gaseosa,

1. Se asume vaporización despreciable (líquido no volátil)

$$H_T = \left\{ G_L C_{pL} [T - T_{ref}] + G_G C_{pG} [T - T_{ref}] \right\} A_T \quad (III.1.1)$$

Por otra parte, considerando que la mezcla aire-vapor de agua se encuentra saturada se pueden plantear dos situaciones:

2. Se le asigna un valor promedio a la capacidad calorífica de la mezcla aire-vapor de agua, C_{pG}^* (incluye los efectos de la vaporización).

$$H_T = \left\{ G_L C_{pL} [T - T_{ref}] + G_G C_{pG}^* [T - T_{ref}] \right\} A_T \quad (III.1.2)$$

siendo $C_{pG}^* = \frac{\Delta H}{\Delta T} = \frac{\hat{H}_M^{SALIDA} - \hat{H}_M^0}{\bar{T} - T_0}$

donde:

\hat{H}_M es la entalpía específica de la mezcla saturada aire-vapor de agua por unidad de masa de aire seco y \bar{T} es la temperatura media a la salida del lecho.

3. Se considera una expresión para la entalpía específica de la mezcla aire-vapor de agua en función de la temperatura

$$H_T(T) = \left\{ G_L [\hat{H}_L(T) - \hat{H}_L(T_{ref})] + G_G [\hat{H}_M(T) - \hat{H}_M(T_{ref})] \right\} A_T \quad (III.1.3)$$

donde \hat{H}_L es la entalpía específica del líquido

Se propusieron expresiones para estimar la variación de \hat{H}_L y \hat{H}_M (agua y aire-vapor de agua respectivamente) en función de la temperatura ajustando datos extraídos de tablas para el intervalo de temperaturas de interés [Perry y Green, 1998].

$$\hat{H}_L(T) = 4184.7(T + 273.2) - 1.12 \cdot 10^6$$

$$\hat{H}_M(T) = 1.0 \cdot 10^{-2} \exp[0.0524 (T + 273.2)]$$

$$T \text{ [}^\circ\text{C]}, \hat{H}_L \text{ y } \hat{H}_M \text{ [J Kg}^{-1}\text{]} \text{ y } T_{\text{ref}} = -5.8 \text{ }^\circ\text{C}$$

En la Figura III.5 se muestran los resultados alcanzados con cada alternativa para un caudal de líquido de 0.31 l/min, un caudal de gas alimentado de 24 l/min, $T = 64.6 \text{ }^\circ\text{C}$ y $T_0 = 20.0 \text{ }^\circ\text{C}$. Las alternativas 2 y 3 conducen a resultados similares. Debe observarse, sin embargo, que a medida que el salto térmico es mayor, las curvas se alejan considerablemente. Este caso se presenta con longitudes de lecho mayores y (aunque no es el caso de los ensayos experimentales de esta Tesis) con temperaturas de pared mayores. La alternativa de no considerar la vaporización no es adecuada ya que subestima el valor de la entalpía total en aproximadamente un 12% para la temperatura de salida del lecho correspondiente a las condiciones antes indicadas.

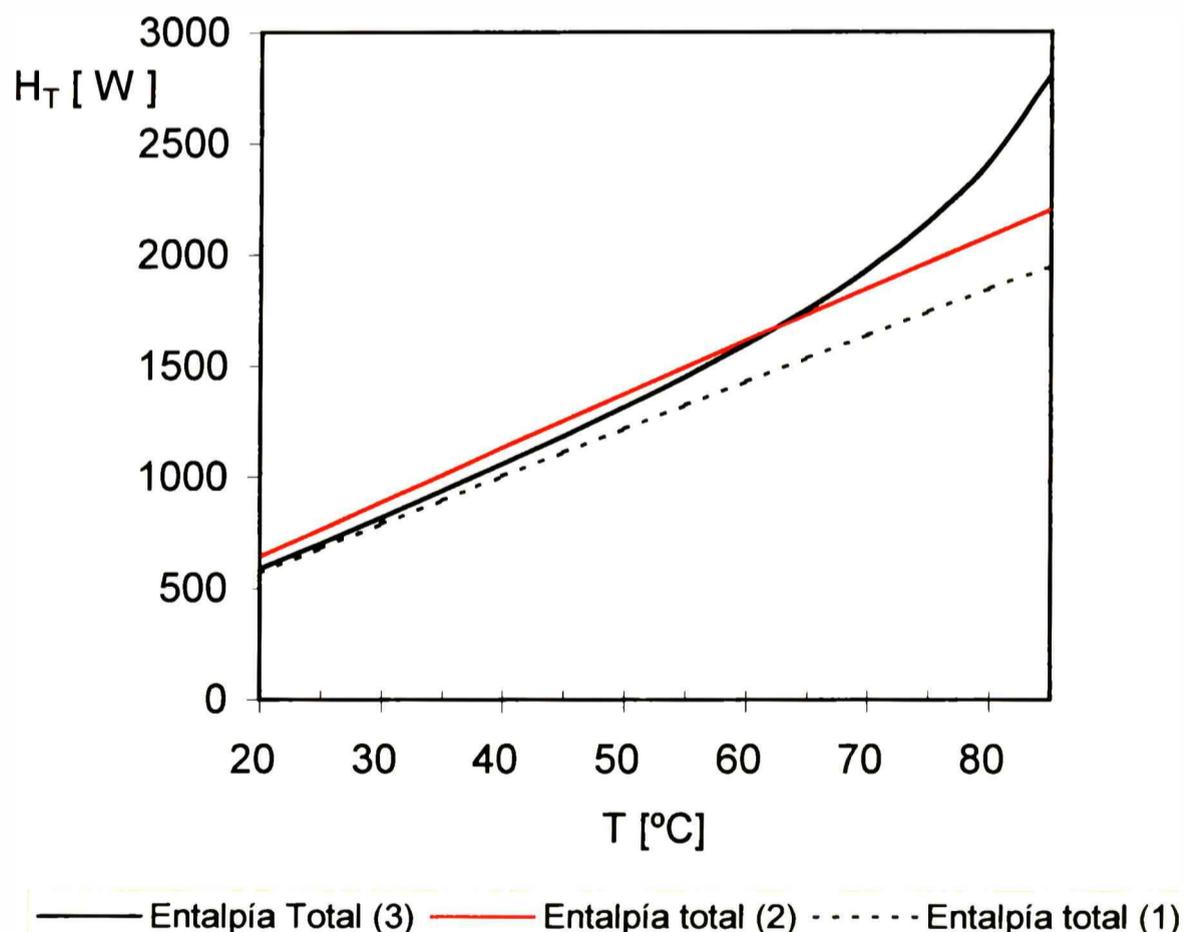


Figura III.5.: Variación de H_T respecto de T para un lecho relleno con flujo bifásico descendente de agua y aire. $q_L=0.31$ l/min, $q_G=24$ l/min, $T = 64.6 \text{ }^\circ\text{C}$ y $T_0 = 20.0 \text{ }^\circ\text{C}$

Puede comprobarse en la Figura III.5 que la entalpía total tiene un comportamiento aproximadamente lineal en función de la temperatura entre 20 °C y 70 °C, que corresponde al rango de temperaturas de trabajo en las condiciones experimentales analizadas para el flujo descendente de aire y agua en un lecho relleno. Esta circunstancia permite adoptar la expresión (III.1.2). El término convectivo diferencial del balance de energía puede ser expresado de la siguiente manera:

$$\frac{dH_T}{dz} = W \frac{dT}{dz}$$

donde, $W = (G_L C_{PL} + G_G C_{PG}^*) A_T$

El valor de la temperatura media a la salida del lecho, \bar{T} , necesario para el cálculo de calor total transferido (evaluación de W) se obtuvo experimentalmente por dos vías diferentes. Por un lado, se midió la temperatura de mezcla a la salida del lecho. Por otro parte, se integró el correspondiente perfil experimental de temperatura previo alisado del mismo a través de una función conveniente. Con esta finalidad, se dividió el radio del tubo en intervalos determinados por las posiciones de las termocuplas (valores experimentales de temperatura). Se propuso una función cuadrática de aproximación, cuyos coeficientes fueron obtenidos empleando el método de los mínimos cuadrados acoplado con un mecanismo de penalización a través de coeficientes de peso para disminuir la influencia de aquellos puntos con mayor error.

III.5 PLANTEO DE MODELOS DE AJUSTE. ALTERNATIVAS

El modelo a utilizar depende de las medidas experimentales disponibles, y a su vez el número de parámetros a determinar está vinculado al modelo empleado en la interpretación de los resultados experimentales. De acuerdo al diseño del equipo experimental y a la información que se puede obtener con el mismo (distribución radial de temperatura) pueden proponerse dos alternativas básicas en cuanto a modelos de ajuste y luego considerar alguna variante de las mismas.

En virtud de las consideraciones efectuadas en el punto II.3.3.2 los modelos para el ajuste de los datos experimentales propuestos a continuación, se plantean con la hipótesis de temperatura constante en el seno de la camisa calefactora, T_C . Luego, para calcular el valor real del coeficiente de transferencia una vez obtenidos los parámetros óptimos (véase el punto III.6) debe sustraérsele la resistencia asociada a la misma, $(1/h_C)$

$$\frac{1}{h_w} = \frac{1}{h^F} - \frac{1}{h_C} \quad (\text{II.2.a})$$

en el caso de los modelos bidimensionales y para el modelo unidimensional

$$\frac{1}{U_T} = \frac{1}{U^F} - \frac{1}{h_C} \quad (\text{II.2.b})$$

III.5.1 Modelo unidimensional pseudohomogéneo

De lo analizado en el punto I.4.1 se desprende que el modelo más simple que puede plantearse para ajustar los datos experimentales de transferencia de calor en lechos rellenos cilíndricos, con flujo bifásico descendente, es el *unidimensional pseudohomogéneo*. Este modelo, de un único coeficiente global de transferencia de calor, ha sido extensamente empleado en lechos rellenos con flujo de una única fase pero no en lechos con flujo bifásico. El balance de energía para el mismo resulta:

$$W \frac{d\bar{T}}{dz} = 2 \pi R_T U^F (T_C - \bar{T}) \quad (\text{III.3})$$

cuya condición inicial es

$$\bar{T} = \bar{T}_0, \text{ en } z = 0 \quad (\text{III.3.1})$$

Si bien las hipótesis sobre las cuales se formula este modelo fueron adelantadas en el apartado I.4.1, las mismas vuelven a explicitarse a continuación en forma concisa,

1. El sistema opera en estado estacionario

2. No hay diferencia local de temperatura entre las tres fases presentes (sólido, líquido y aire saturado).
3. No existen gradientes angulares de temperatura
4. No existen gradientes radiales de temperatura, es decir que aunque hay variación en dirección axial, para cada posición axial del reactor existe un único valor de temperatura. Paralelamente, al considerar que no existen gradientes de temperatura entre las fases, no es necesario plantear balances diferenciados para cada una.
5. El coeficiente global de transferencia ficticio, U^F , se considera constante independiente de la posición axial.
6. La conductividad térmica axial puede ser despreciada.
7. La temperatura en el seno del fluido calefactor, T_C , es considerada constante en toda la longitud del lecho (véase la aclaración efectuada a inicio de esta sección).

La ecuación puede ser integrada en forma genérica para obtener el valor de temperatura en cualquier posición axial a lo largo del lecho resultando:

$$\bar{T} = T_C - (T_C - \bar{T}_0) \exp \left\{ - \frac{U^F 2 \pi R_T z}{W} \right\} \quad (\text{III.3.2})$$

La expresión anterior puede reordenarse para calcular en forma directa el coeficiente global de transferencia de calor,

$$U^F = \frac{W}{2 \pi R_T z} \ln \left(\frac{T_C - \bar{T}_0}{T_C - \bar{T}} \right) \quad (\text{III.3.3})$$

III.5.2 Modelo de tipo bidimensional pseudohomogéneo

Si bien desde el punto de vista práctico resulta sencillo emplear un único coeficiente de transferencia de calor y un modelo como el unidimensional, puede detectarse experimentalmente la presencia de un perfil radial de temperatura, esta circunstancia hace que sea más adecuado plantear un modelo que considere simultáneamente la variación axial y radial de temperatura en el lecho (modelo

bidimensional). La vinculación entre el modelo unidimensional y el bidimensional es analizada posteriormente en este mismo Capítulo (apartado III.5.3).

La ecuación diferencial representativa del balance de energía planteada en este caso es la siguiente:

$$\frac{W}{\pi R_T^2} \left[\frac{\partial T}{\partial z} \right] = k_{er} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial T}{\partial r} \right] \quad (\text{III.4})$$

Las suposiciones que involucra la misma son idénticas a las expuestas para la ecuación que describe el comportamiento del lecho a través de un modelo unidimensional pseudohomogéneo, excepto la cuarta hipótesis referida a la variación radial de temperatura en el lecho, que en este caso no corresponde. Adicionalmente, el perfil de velocidades se considera plano y la conductividad efectiva, k_{er} , independiente de la coordenada radial y axial.

Para resolver la ecuación diferencial planteada son necesarias una condición inicial y dos condiciones de contorno. De acuerdo a la condición de contorno e inicial propuestas se generan distintas soluciones y distinto número de parámetros a ajustar.

III.5.2.1 Modelo bidimensional pseudohomogéneo con un parámetro de ajuste

Se plantea una condición de contorno de temperatura prescrita en la camisa calefactora y una condición inicial de temperatura de entrada al lecho constante. Consecuentemente,

Condición inicial

$$\bar{T} = \bar{T}_0, \text{ en } z = 0 \quad (\text{III.4.1.a})$$

Condiciones de contorno

Simetría radial

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0, \text{ en } r = 0 \quad (\text{III.4.1.b})$$

Temperatura prescrita en el seno de la camisa calefactora.

$$T(r = R_T) = T_C \quad (\text{III.4.1.c})$$

En realidad esta condición de contorno es solo aproximada, ya que debería considerarse la resistencia a la transferencia de calor en la camisa calefactora. No obstante, dado que este modelo no será empleado posteriormente se considera adecuada esta alternativa.

La solución puede expresarse en forma de una serie infinita

$$\frac{T_C - T}{T_C - \bar{T}_0} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0\left(\frac{a_n r}{R_T}\right)}{a_n J_1(a_n)} \exp\{-a_n^2 y\} \quad (\text{III.4.1.d})$$

donde:

a_n son las raíces positivas de la ecuación,

$$J_0(a_n R_T) = 0 \quad (\text{III.4.2.e})$$

además, $y = \frac{\pi k_{er}}{W} z$

Luego, el único parámetro de este modelo es la conductividad térmica efectiva, k_{er} . Es menester señalar que tal como se puntualizara para el caso del modelo unidimensional pseudohomogéneo, los resultados experimentales indican la presencia de un perfil radial de temperatura, el cual adicionalmente presenta una caída abrupta en la zona cercana a la pared del lecho. Puede concluirse entonces, que un único parámetro de ajuste constante, que no presenta funcionalidad alguna con la posición radial, es insuficiente para representar el comportamiento diferenciado del sistema en la zona cercana a la pared y en el seno del lecho.

III.5.2.2 Modelo bidimensional pseudohomogéneo con dos parámetros de ajuste (temperatura de entrada al lecho uniforme)

En esta opción se modifican las condiciones de contorno para incluir una resistencia adicional a la transferencia de calor sobre la pared del recipiente ($1/h_w$), manteniéndose la condición inicial de temperatura de entrada al lecho uniforme. De este modo,

Condición inicial

$$T(r) = \bar{T}_0, \quad \forall r, \quad \text{en } z = 0 \quad (\text{III.4.2.a})$$

Condiciones de contorno

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0, \text{ en } r = 0 \quad (\text{III.4.2.b})$$

$$k_{er} \frac{\partial T}{\partial r} = h^F [T_C - T(r = R_T)], \text{ en } r = R_T \quad (\text{III.4.2.c})$$

La solución de la ecuación en estas condiciones es:

$$\frac{T_C - T}{T_C - T_0} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0(b_n r / R_T) \exp(-b_n^2 y)}{b_n \left[1 + (b_n / \text{Bi}^F)^2 \right] J_1(b_n)} \quad (\text{III.4.2.d})$$

donde: $y = \frac{\pi k_{er}}{W} z$ y Bi^F (número de Biot modificado) = $\frac{h^F R_T}{k_{er}}$

b_n son las raíces positivas de la ecuación:

$$\text{Bi}^F J_0(b_n) = b_n J_1(b_n) \quad (\text{III.4.2.e})$$

Los parámetros del modelo son la conductividad térmica efectiva, k_{er} , constante en la dirección radial y el coeficiente de transferencia ficticio, h^F

Esta opción ha sido la mayoritariamente empleada para ajustar los datos de transferencia de calor en RTB, considerando temperatura de pared constante y empleando directamente h_w en lugar de h^F . Para implementarla se requiere verificar que el perfil de entrada sea efectivamente uniforme.

III.5.2.3 Modelo bidimensional pseudohomogéneo con dos parámetros de ajuste (perfil de entrada no uniforme en dirección radial)

Avanzando en la complejidad del planteo, se modifica la condición de temperatura de entrada uniforme, proponiendo un perfil de temperatura variable con la posición radial en el ingreso al lecho.

Condición inicial

$$T = T_0(r), \text{ en } z = 0 \quad (\text{III.4.3.a})$$

Condiciones de contorno

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad \text{en } r = 0 \quad (\text{III.4.3.b})$$

$$k_{er} \frac{\partial T}{\partial r} = h^F [T_C - T(r = R_T)] \quad \text{en } r = R_T \quad (\text{III.4.3.c})$$

Resulta de la resolución en este caso,

$$\frac{T_C - T}{T_C - T_0(r = 0)} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} C_n \frac{J_0(b_n r / R_T) [\exp(-b_n^2 y)]}{[1 + (b_n / \text{Bi}^F)^2] J_1^2(b_n)} \quad (\text{III.4.3.d})$$

donde:

$$C_n = \frac{1}{R_T^2} \int_0^{R_T} \left[\frac{T_C - T_0(r)}{T_C - T_0(r = 0)} \right] J_0(b_n r / R_T) r dr \quad (\text{III.4.3.e})$$

b_n , Bi^F e y se definen del mismo modo que para el modelo bidimensional pseudohomogéneo con perfil de temperatura de entrada uniforme. Los parámetros del modelo son nuevamente h^F y k_{er} .

Dado que en general los dispositivos experimentales poseen una zona de uniformización del flujo antes de la zona de medida, se genera una dificultad práctica para medir el perfil radial a la entrada de la zona de medida, $T_0(r)$, ya que es necesario introducir sensores térmicos exactamente en esta posición. Normalmente, la medida de temperatura se realiza previamente al ingreso al lecho.

Se adoptó para la temperatura en el centro del lecho, $T_0(r=0)$, el valor de temperatura del líquido medido a la entrada al equipo (lecho relleno). Pudo comprobarse en experiencias preliminares que ambas temperaturas difieren en la condición operativa más desfavorable (menor caudal de gas y líquido) en 1°C.

III.5.3 Vinculación entre los parámetros de transferencia de calor de los modelos unidimensional y bidimensional de 2 parámetros y temperatura de entrada uniforme

El modelo unidimensional se representa a través de la ecuación (III.3) con la condición inicial (III.3.1), y a su vez el modelo bidimensional está caracterizado por

la ecuación diferencial (III.4), con las condiciones iniciales y de contorno (en el caso de dos parámetros y temperatura de entrada uniforme) (III.4.2.a, b y c).

La integración de la ecuación (III.4) sobre la variable radial conduce a:

$$\frac{W}{2\pi} \frac{d\bar{T}}{dz} = k_{er} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \Big|_{r=R_T} - k_{er} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \Big|_{r=0} \quad (III.5)$$

Utilizando las condiciones de contorno esta expresión puede reescribirse como:

$$W \frac{d\bar{T}}{dz} = 2\pi R_T h^F [T_C - T(r = R_T)] \quad (III.5.1)$$

Dado que el calor transferido con el medio externo evaluado con cada modelo debe ser el mismo, debe verificarse que:

$$h^F [T_C - T(r = R_T)] = U^F (T_C - \bar{T}) \quad (III.5.2)$$

Para finalizar la comparación deben evaluarse las temperaturas media, \bar{T} y en $T(r = R_T)$ con las expresiones resultantes del modelo bidimensional. Considerando la ecuación (III.4.2.d) y reconociendo que a partir de cierta longitud de lecho ($y > 0.2$), es suficiente emplear sólo el primer término de la serie, resulta:

$$\frac{T_C - T}{T_C - \bar{T}_0} = 2 \frac{J_0(b_1 r / R_T) \exp(-b_1^2 y)}{b_1 [1 + (b_1 / Bi^F)^2] J_1(b_1)} \quad (III.5.3)$$

siendo b_1 el primer autovalor de la ecuación $Bi^F J_0(b_n) = b_n J_1(b_n)$

A partir de esta expresión se puede evaluar la temperatura media como:

$$\bar{T} = \frac{2}{R_T^2} \int_0^{R_T} T(r) r dr \quad (III.5.4)$$

resultando:

$$\frac{T_C - \bar{T}}{T_C - \bar{T}_0} = \frac{4 \exp(-b_1^2 y)}{b_1^2 [1 + (b_1 / Bi^F)^2]} \quad (III.5.5)$$

y en $r = R_T$,

$$\frac{T_C - T(r = R_T)}{T_C - \bar{T}_0} = 2 \frac{J_0(b_1) \exp(-b_1^2 y)}{b_1 [1 + (b_1 / Bi^F)^2] J_1(b_1)} \quad (III.5.6)$$

reemplazando (III.5.4) y (III.5.5) en (III.5.2) y reordenando se llega a:

$$U^F = h^F \frac{J_0(b_1) b_1}{2 J_1(b_1)} \quad (III.5.7)$$

que vincula los parámetros del modelo bidimensional con el coeficiente global ficticio del modelo unidimensional.

Existen algunas expresiones alternativas de tipo aproximado [Barreto y Martínez, 1992] para calcular el coeficiente global, son del tipo:

$$U^F = \frac{h^F}{\left[1 + \frac{Bi^F}{b}\right]} \quad (III.6.a)$$

donde b toma valores entre 3 y 4.

Una variante propuesta por Bruno y col. (1988) para vincular ambos modelos, que presenta una muy buena capacidad predictiva, con un error máximo de 0.9% para $Bi^F \approx 4$ (respecto a la ecuación III.5.7), es:

$$U^F = \frac{h^F}{\left[1 + 0.5 Bi^F + 0.1196 (Bi^F)^2\right]^{1/2}} \quad (III.6.b)$$

Estas expresiones permiten simplificar los cálculos al no tener que emplear las funciones de Bessel ni calcular el menor autovalor (b_1) de la ecuación (III.4.2.e).

III.6 RESULTADOS OBTENIDOS EMPLEANDO UN MODELO BIDIMENSIONAL PSEUDOHOMOGÉNEO

Es evidente, dada la naturaleza de la información experimental obtenida (perfiles radiales de temperatura a distintas posiciones axiales), que existe la posibilidad de efectuar el análisis del comportamiento del sistema con un modelo suficientemente detallado como para considerar simultáneamente las variaciones axiales y radiales de temperatura dentro del lecho. Con esta finalidad, se planteó para el ajuste de los datos experimentales un modelo bidimensional pseudohomogéneo. Si bien la condición inicial más frecuente que se ha utilizado al analizar los resultados experimentales [Lamine y col., 1996; Matsuura y col., 1979a y b; Specchia y Baldi,

1979, Hashimoto y col., 1976] ha sido considerar temperatura de entrada constante en dirección radial; esta condición es difícil de verificar experimentalmente. Por otra parte, es razonable admitir que existe una cierta retrotransmisión térmica, particularmente a través de la pared del tubo, dada por la imposibilidad de lograr una aislación absoluta, que a su vez afecta el perfil térmico de entrada. En consecuencia se postuló que existe un perfil radial de temperatura a la entrada del lecho (véase el apartado III.5.2.3). Esta condición comprende como un caso particular el de perfil de temperatura constante en la entrada. Consecuentemente, además de los parámetros térmicos a ajustar (la conductividad térmica efectiva, k_{er} , y el coeficiente de transferencia en la pared, h_w) se debería conocer el perfil de temperatura radial de entrada. Dado que este último no se conoce, la alternativa es ajustar los valores de C_n (ecuación III.4.3.e), tantos como términos se utilicen en la serie. Esta situación se torna poco práctica si se deben ajustar muchos parámetros, pero dado que las constantes C_n (con $n > 1$), correspondientes a los términos de orden superior de la serie en la ecuación (III.4.3.d), son sustancialmente menores a C_1 , para fijar sus valores numéricos se los vinculó a C_1 asumiendo que se mantiene entre ellos la misma relación que se presentaría si el perfil de temperatura a la entrada fuese plano, es decir:

Si $T_0(r) = \bar{T}_0$ de la comparación entre las ecuaciones (III.4.2.d) y (III.4.3.d) se tiene que:

$$\frac{1}{b_n} = \frac{C_n}{J_1(b_n)} \Rightarrow C_n = \frac{b_n}{J_1(b_n)} \quad (\text{III.7})$$

En particular:

$$C_1 = \frac{b_1}{J_1(b_1)}$$

Luego:

$$C_n = C_1 \frac{J_1(b_n) b_1}{J_1(b_1) b_n} \quad (\text{III.7.1})$$

De esta forma, ajustando el valor de C_1 se obtienen automáticamente los valores adecuados de C_n ($n \neq 1$). El número n de términos de la serie utilizados está

determinado por la precisión pretendida en el cálculo del valor de la misma. Se propuso como criterio que la diferencia relativa porcentual, ε , sea inferior al 1%.

$$\varepsilon (\%) = \left[\frac{\text{Serie}_{(n-1)} - \text{Serie}_n}{\text{Serie}_{(n-1)}} \right] 100 \quad (\text{III.7.2})$$

En el ajuste de los parámetros se emplean simultáneamente los perfiles radiales experimentales relevados en las tres posiciones axiales $L=27, 47$ y 87 cm (esta última cuando corresponde), correspondientes a todas las repeticiones efectuadas para cada condición operativa y para cada tamaño de relleno. En consecuencia, cada condición operativa tiene asociada una conductividad efectiva y un coeficiente de transferencia en la pared y un valor de C_1 . Sin embargo, los valores de C_1 se ajustaron como una función lineal del caudal. Se operó empleando este criterio dado que a causa del acoplamiento entre parámetros es dificultoso obtener valores óptimos de C_1 para cada condición individualmente. Durante la regresión se acotó la función lineal de C_1 para que no resultaran valores mayores que $C_{1,\text{MAX}} = b_1 / J_1(b_1)$ correspondiente a un perfil de entrada plano.

De esta forma pudieron ajustarse los tres parámetros propuestos para el conjunto de condiciones experimentales y para los tres tamaños de relleno. Los resultados alcanzados en la regresión resultaron satisfactorios desde el punto de vista estadístico, dado que se obtuvieron bandas de incertidumbre estrechas para los parámetros, como puede observarse en la Tabla III.2.

Tabla III.2.: Bandas de incertidumbre promedio de los parámetros ajustados

d_p [mm]	k_{er}	h_w
1.5	7.7%	15.7%
3.0	9.2%	14.7%
6.0	16.7%	19.9%

Los resultados del ajuste muestran una mayor incertidumbre, en promedio, para los valores obtenidos del coeficiente de transferencia en la pared, puesta de manifiesto en un intervalo de confianza (relativo) mayor para este parámetro

comparado con el correspondiente valor de la conductividad efectiva para los tres diámetros de pastilla.

En realidad, la incertidumbre no está generada por el procedimiento de ajuste en sí mismo, sino en las medidas disponibles para llevar a cabo la regresión.

En la Figura III.6.a puede observarse un perfil térmico radial experimental típico en un lecho relleno con flujo bifásico descendente. El salto térmico producido en un diámetro de pastilla desde la pared es de 11.5 °C y representa el 39 % del salto térmico entre la pared y el centro del lecho (29.5 °C).

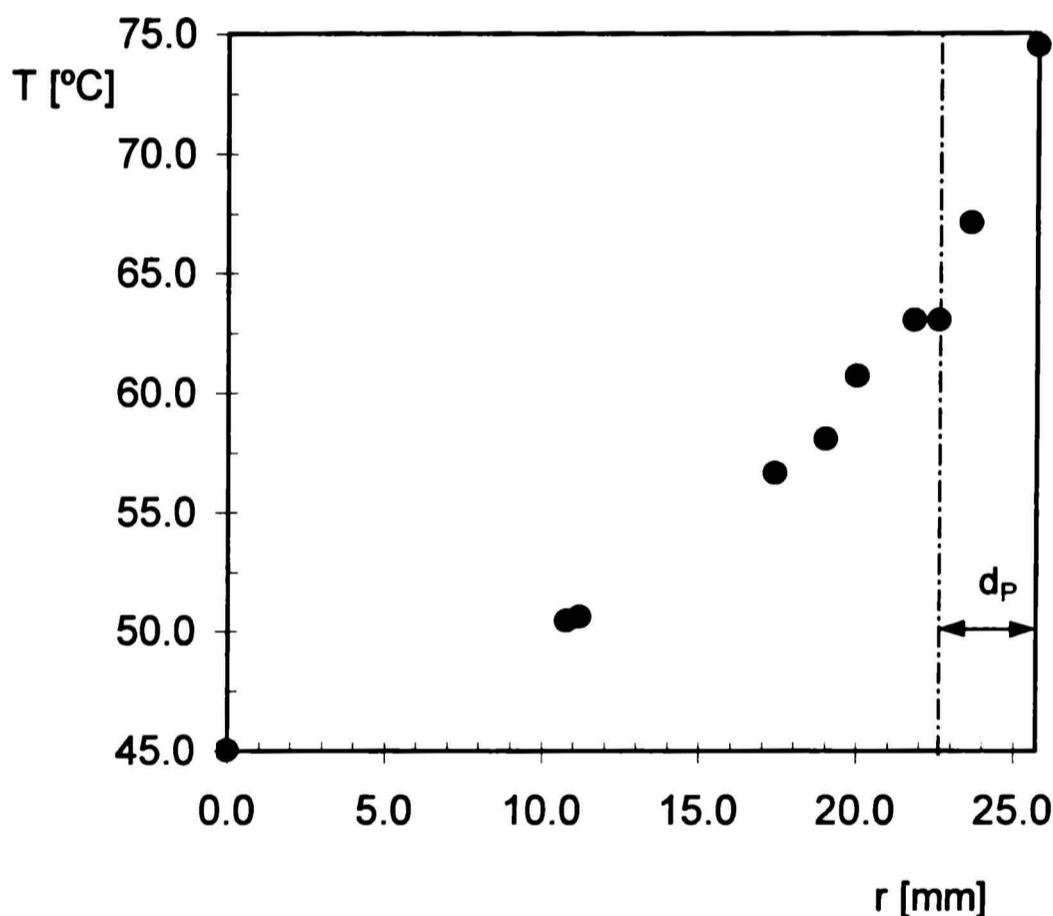


Figura III.6.: Perfil radial de temperaturas promedio (incluye todas las repeticiones). Sistema aire-agua. $q_G=5.8$ l/min; $q_L=0.54$ l/min; $d_P=3$ mm; $T_w=75.4$ °C, $\epsilon=0.40$; $d_T=0.0514$ m, $L=27$ cm.

Pudo corroborarse experimentalmente que en general en una estrecha zona cercana a la pared se produce un importante salto de temperaturas y no es físicamente posible, al menos con el tipo de dispositivo experimental utilizado,

ubicar más cantidad de sensores térmicos en esta zona para aumentar la cantidad y calidad de la información obtenida.

III.6.1 Análisis de los parámetros de transferencia del modelo bidimensional

Se analizará en primer lugar el comportamiento de los parámetros de transferencia de calor ajustados, correspondientes al modelo bidimensional pseudohomogéneo (conductividad térmica efectiva, k_{er} y coeficiente de transferencia en la pared, h_w), respecto de las variables operativas más relevantes (caudal de líquido, caudal de gas y tamaño de relleno). Seguidamente, se presentarán expresiones propias para estimar los mencionados parámetros, completándose el análisis con la evaluación de la performance predictiva de las correlaciones disponibles en la bibliografía. Para finalizar, se discuten las limitaciones del modelo en el caso de la menor relación diámetro de tubo diámetro de pastilla, presentándose un enfoque alternativo para esta situación.

Las propiedades físicas y los parámetros de transporte de los fluidos, necesarios para la correlación de k_{er} y h_w , se toman a 40 °C. Este valor es representativo de los promedios entre entrada y salida del lecho para el conjunto de ensayos. La conductividad térmica de las partículas de vidrio se estimó a partir de fuentes bibliográficas en función de las características del material, resultando su valor $1.1 \text{ W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$

Para el ajuste de correlaciones para k_{er} y para h_w , las funciones objetivo empleadas tienen la siguiente forma:

$$S(\theta) = \sum_{j=1}^{Nc} \left[k_{er,j}^{EXP} - k_{er,j}^{MODELO}(\theta) \right]^2$$

$$S(\theta) = \sum_{j=1}^{Nc} \left[h_{w,j}^{EXP} - h_{w,j}^{MODELO}(\theta) \right]^2$$

donde:

$k_{er,j}^{EXP}$, valores experimentales de conductividad efectiva para la condición operativa i

$h_{w,j}^{EXP}$, valores experimentales del coeficiente de transferencia en la pared para la condición operativa i

$k_{er,j}^{MODELO}(\theta)$ y $h_{w,j}^{MODELO}(\theta)$, valores predichos por el modelo

θ , parámetros a ajustar

N_C , número de condiciones experimentales incluidas en el ajuste

III.6.1.1 Conductividad térmica efectiva

El comportamiento de los valores ajustados de conductividad efectiva respecto del número de Reynolds del líquido para los tres diámetros de pastilla ensayados (1.5, 3 y 6 mm) puede observarse en las Figuras III.7.a, b y c.

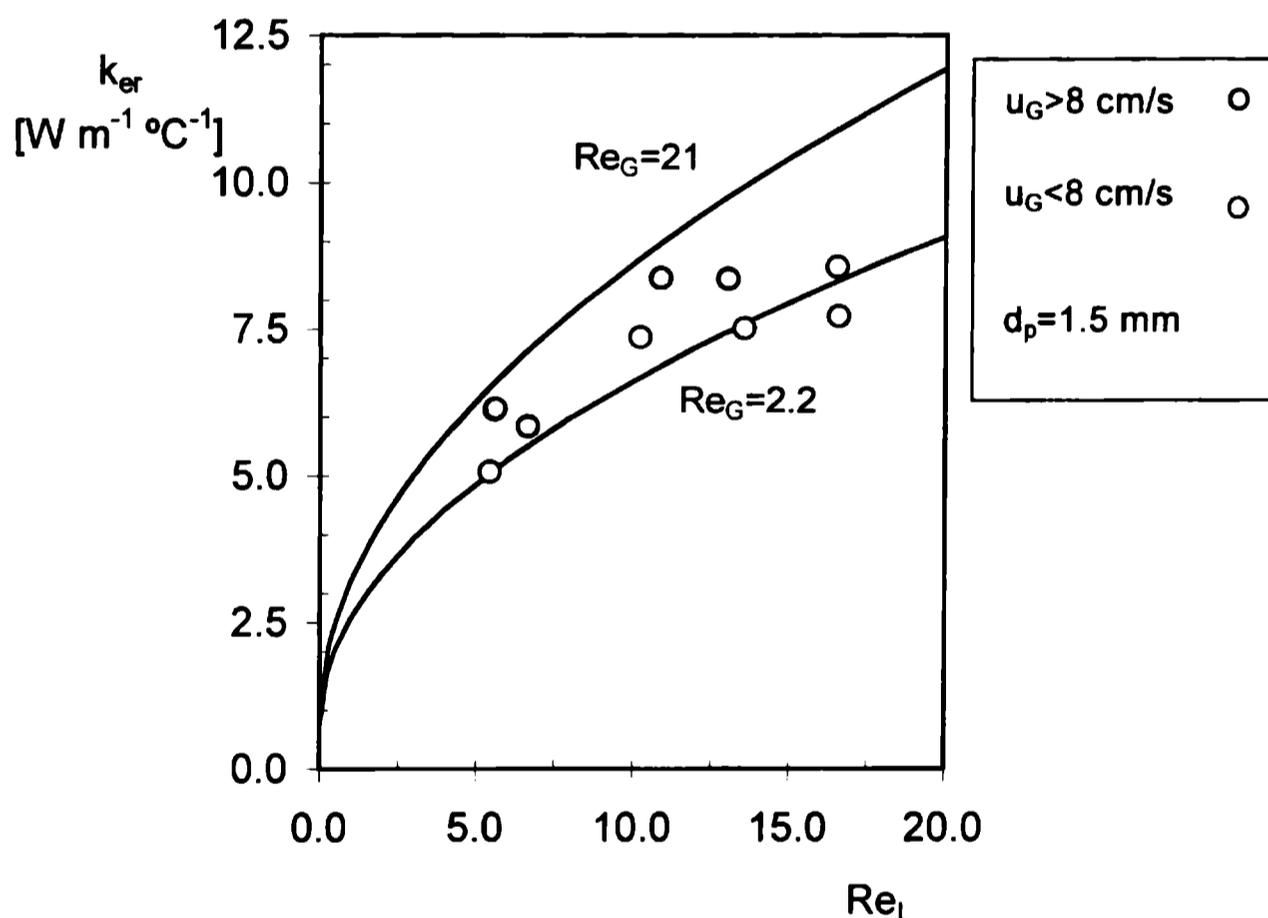


Figura III.7.a.: Conductividad térmica efectiva vs. Número de Reynolds del líquido. $\epsilon=0.39$.

Curva continua: ecuación (III.8) con los datos de las Tablas III.3 y III.4.

Las líneas continuas identificadas mediante un número de Reynolds del gas corresponden a las predicciones empleando correlaciones generadas para cada

diámetro, las cuales serán discutidas en la sección siguiente. Se representó el conjunto de datos con símbolos de diferente color, con la finalidad de poner de manifiesto la influencia del caudal gaseoso. La discriminación entre los puntos experimentales se efectuó fijando una velocidad lineal de gas intermedia de $u_G = 8 \text{ cm s}^{-1}$. Las Figuras III.7 permiten extraer algunas conclusiones referidas al comportamiento del parámetro en cuestión.

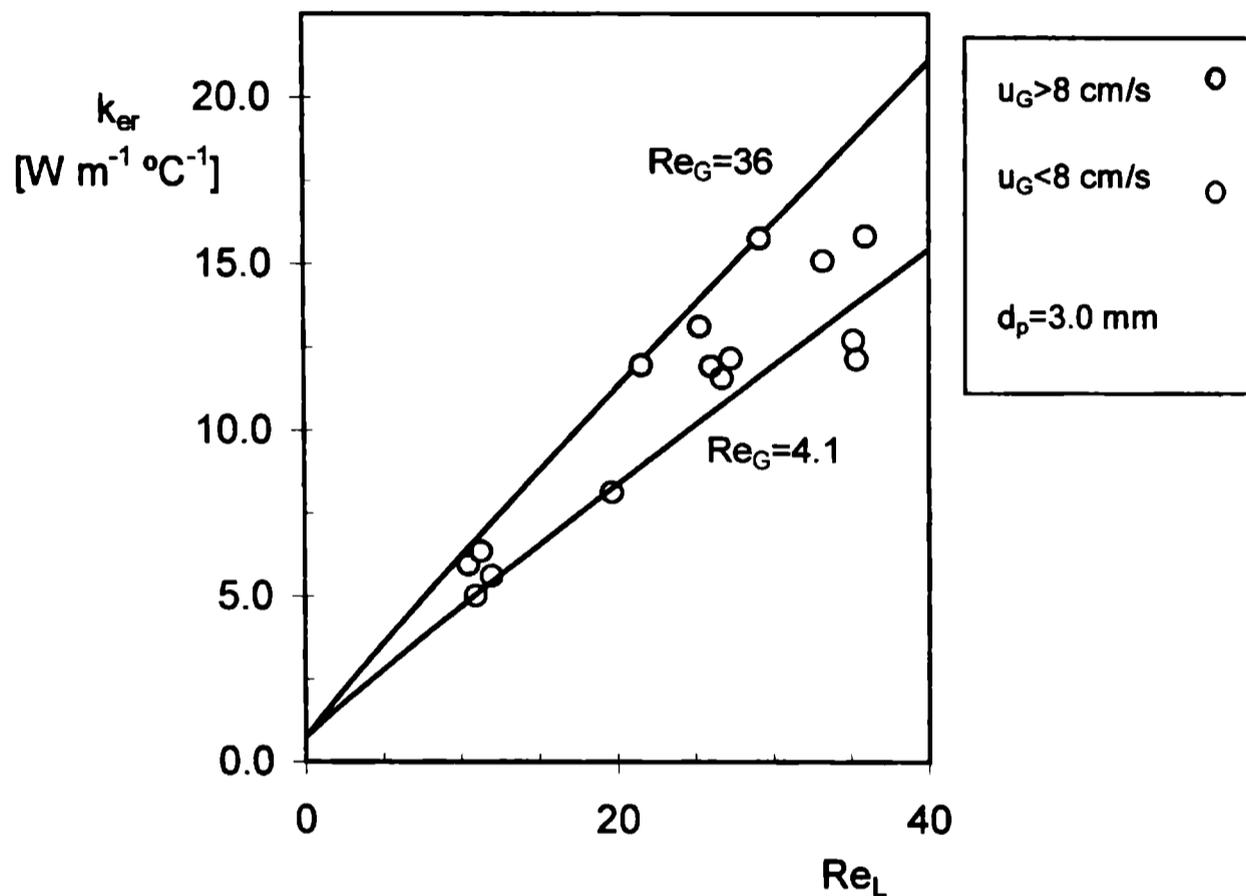


Figura III.7.b.: Conductividad térmica efectiva vs. Número de Reynolds del líquido. $\varepsilon = 0.40$.

Curva continua: ecuación (III.8) con los datos de las Tablas III.3 y III.4.

En primer lugar, y como era esperable, la conductividad térmica efectiva para cada d_p aumenta con Re_L . Los puntos muestran una tendencia que responde a un comportamiento aproximadamente lineal con Re_L , a excepción de los datos pertenecientes al diámetro de pastilla más pequeño (Figura III.7.a), para los cuales el exponente disminuye sensiblemente.

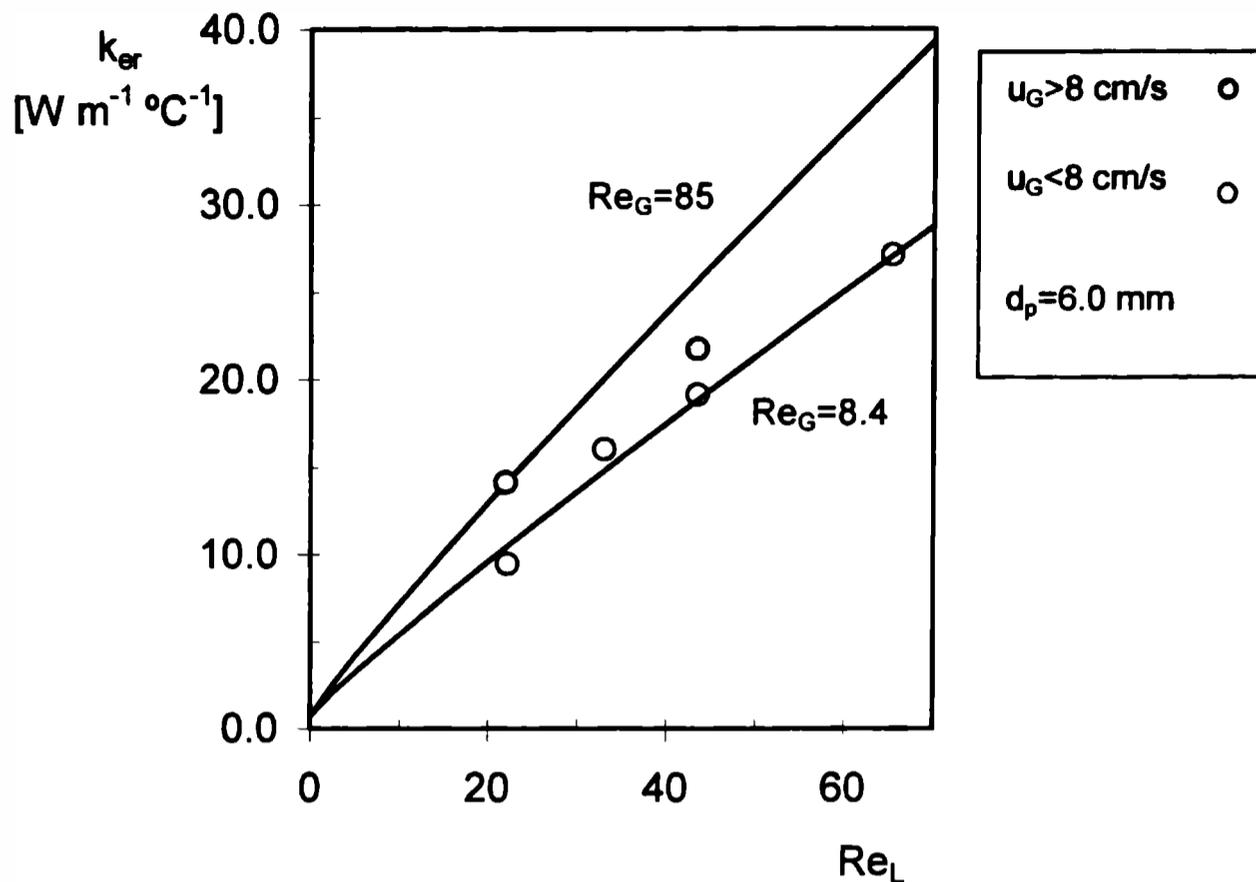


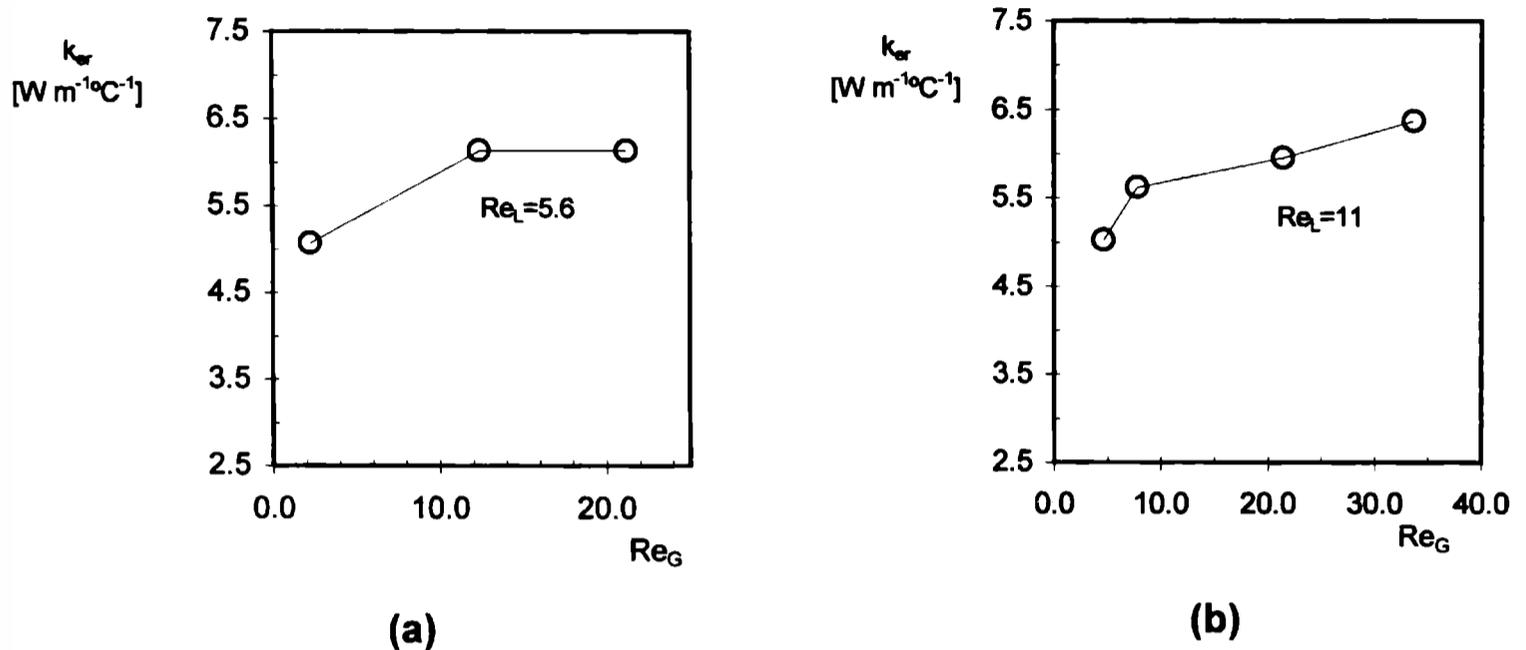
Figura III.7.c.: Conductividad térmica efectiva vs. Número de Reynolds del líquido. $\varepsilon = 0.43$.

Curva continua: ecuación (III.8) con los datos de las Tablas III.3 y III.4.

Para los tres diámetros de partícula los mayores caudales de gas conducen a un leve incremento en el valor de la conductividad, como puede advertirse en las Figuras III.7, donde los puntos rellenos corresponden a velocidades lineales de gas mayores que 8 cm s^{-1} .

Esta última tendencia puede visualizarse mejor en las Figuras III.8, para las pastillas de 1.5 y 3 mm, donde se muestra la variación de la conductividad en función del número de Reynolds del gas para un valor de número de Reynolds del líquido relativamente bajo. Ante un incremento de un orden de magnitud en el caudal de gas la conductividad efectiva crece aproximadamente un 30%. Resultados completamente análogos se obtienen si se analizan otros caudales de líquido y el tamaño de relleno restante. En función de lo expuesto, puede concluirse que el caudal de gas es una variable de importancia secundaria para la

conductividad efectiva en este tipo de sistemas y su influencia, aunque escasa, presenta una tendencia bien definida.



Figuras III.8.: Conductividad efectiva vs. Número de Reynolds del gas.

(a) $d_p=1.5$ mm, $\varepsilon = 0.39$; $Re_L=5.6$.

(b) $d_p=3$ mm, $\varepsilon = 0.40$; $Re_L=11$.

Expresión propuesta para estimar la conductividad térmica efectiva

En función del comportamiento analizado previamente respecto de la conductividad efectiva frente a las principales variables operativas, y teniendo en cuenta las expresiones existentes en la bibliografía para flujo monofásico y para flujo bifásico (véase los apartados I.4.2 y I.4.4), se propuso la siguiente expresión para correlacionar los valores experimentales:

$$k_{er} = k_{e0} + b(1 + a Re_G) Re_L^e Pr_L k_L \quad (III.8)$$

La expresión postulada incluye tres parámetros de ajuste a, b y e.

El término $(1 + a Re_G)$ se introdujo para considerar la influencia del caudal de gas sobre la conductividad efectiva.

Estimación de k_{e0}

Como se expusiera en apartado I.4.2.1, la conductividad efectiva estanca, k_{e0} , (sin flujo de fluidos) está vinculada al aporte a la transferencia de calor que se produce esencialmente por conducción a través del fluido que rodea los puntos de contacto partícula-partícula (véase la Figura III.14.b).

Dado que la contribución de k_{e0} a k_{er} es baja y las correlaciones de literatura brindan una estimación confiable, este parámetro no fue ajustado.

Para estimarlo se empleó una modificación de la correlación propuesta por Bauer y Schlünder (1978b), suponiendo que los puntos de contacto entre partículas se encuentran completamente rodeados de líquido, y que el resto del espacio interparticular está ocupado por gas; considerando además, despreciable el aporte radiante y el efecto Smolouchoski. De esta forma resulta:

$$k_{e0} = (1 - \sqrt{1 - \varepsilon}) k_G + \sqrt{1 - \varepsilon} [\varphi K + (1 - \varphi) k_c] k_L$$

donde:

$$B = C_f \left(\frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \right)^{10/9} \quad N = \left(1 - \frac{B}{K} \right) \quad K = \frac{k_S}{k_L}$$

$$k_c = \frac{2}{N} \left\{ \left(\frac{B(K - 1)}{N^2 K} \right) \ln \left[\frac{K}{B} \right] - \frac{B + 1}{2} - \frac{B - 1}{N} \right\}$$

B es el denominado factor de deformación y tratándose de un relleno de esferas de igual tamaño $C_f = 1.25$ y $\varphi = 0.0013$.

Los valores estimados para k_{e0} se muestran en la Tabla III.3 para cada tamaño de partícula.

Tabla III.3.: Conductividad efectiva estanca, k_{e0}

d_p [mm]	ε	k_{e0} / k_L
1.5	0.39	1.20
3.0	0.40	1.18
6.0	0.43	1.14

Ajuste de los parámetros de la ecuación (III.8) para cada tamaño de relleno

En una primera etapa se ajustaron los parámetros a, b y e para cada uno de los tamaños de relleno obteniéndose los valores informados en la Tabla III.4

En las Figuras III.7 se muestran las curvas que resultan de emplear la ecuación (III.8) con los parámetros obtenidos en el ajuste; se graficaron las correspondientes a números de Reynolds del gas máximos y mínimos alcanzados en las experiencias para cada diámetro de pastilla.

En las Figuras III.9.a, b y c se muestra la comparación entre los valores experimentales y los predichos por la ecuación (III.8) para cada uno de los tres diámetros de pastilla estudiados.

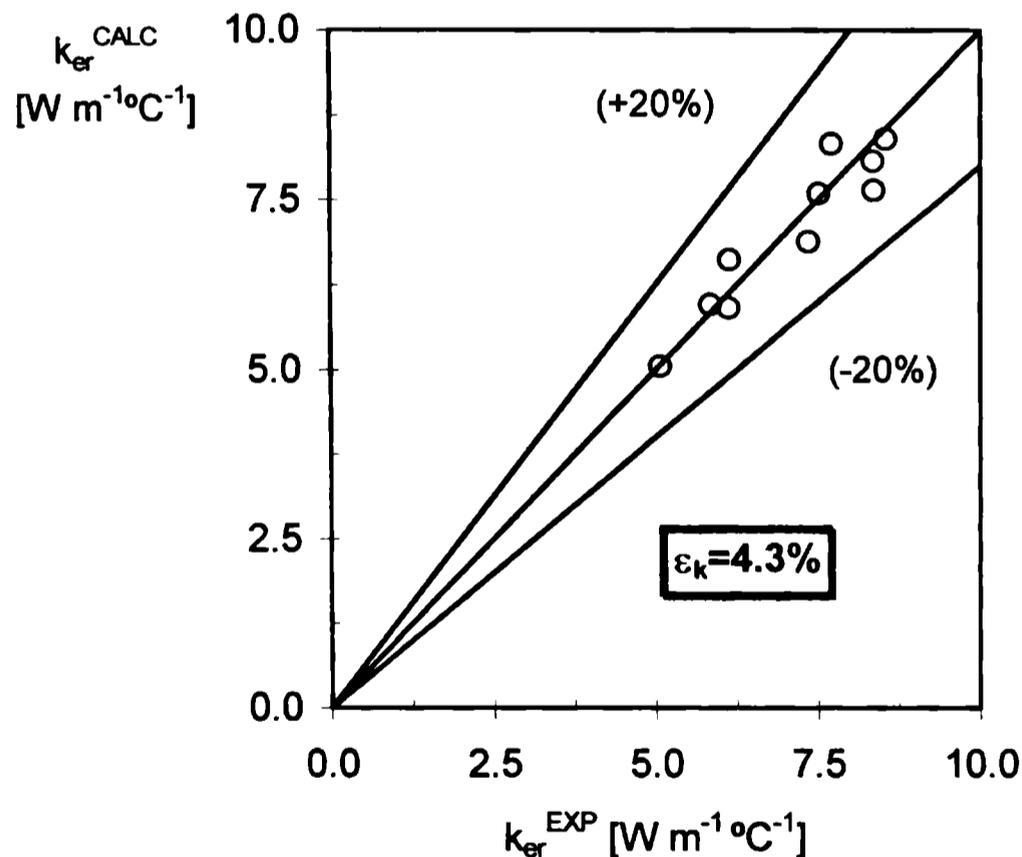


Figura III.9.a.: Conductividades efectivas experimentales y calculadas con la ecuación (III.8) para $d_p=1.5$ mm.

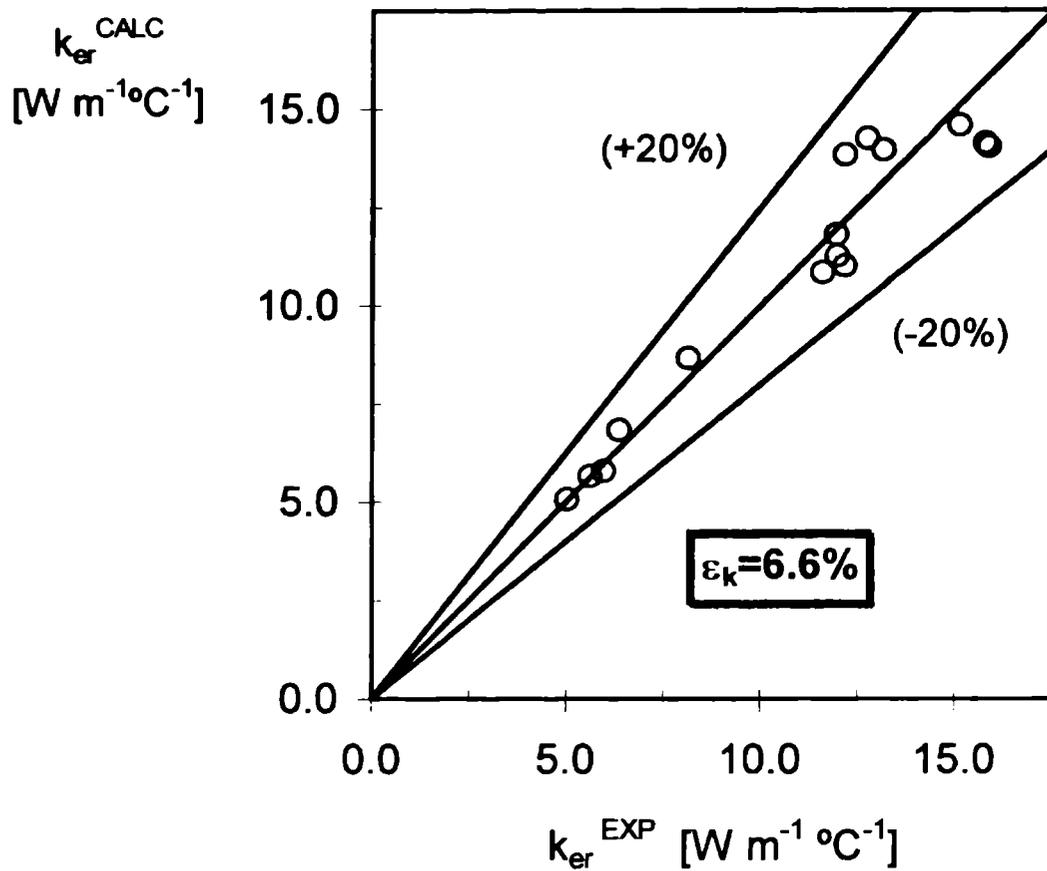


Figura III.9.b.: Conductividades efectivas experimentales y calculadas con la ecuación (III.8) para $d_p = 3$ mm.

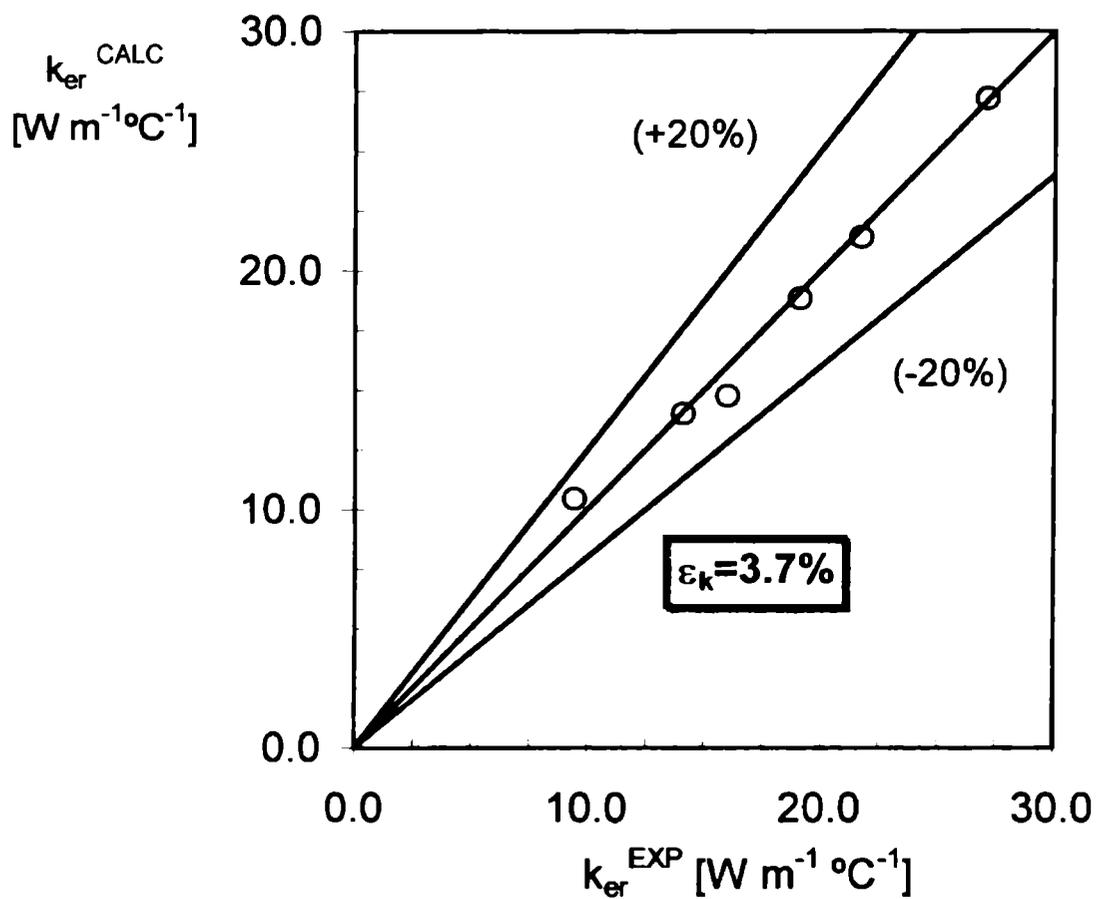


Figura III.9.c.: Conductividades efectivas experimentales y calculadas con la ecuación (III.8) para $d_p = 6$ mm.

Tabla III.4.: Valores de los parámetros de la expresión (III.8) para cada diámetro de pastilla

d_p [mm]	a	b	e
1.5	0.0185	0.638	0.51
3	0.0130	0.155	0.95
6	0.0051	0.197	0.92

Adicionalmente, se indica en las Figuras III.9 la desviación relativa promedio para cada diámetro calculada como:

$$\varepsilon_k (\%) = \frac{\sum_{j=1}^{N_T} \text{abs} \left[\frac{k_{er,j}^{EXP} - k_{er,j}^{CALC}}{k_{er,j}^{EXP}} \right]}{N_T} 100 \quad (III.9)$$

N_T es el número condiciones operativas ensayadas para cada tamaño de relleno

Las desviaciones medias alcanzadas resultan pequeñas y simultáneamente, la distribución de los errores es muy buena. La forma de la ecuación (III.8) se presenta perfectamente adecuada para representar el comportamiento de los datos experimentales para cada diámetro de partícula.

Ajuste de los parámetros de la ecuación (III.8) para el conjunto de tamaños de relleno

Si bien se obtuvo una muy buena performance predictiva empleando una expresión de ajuste para cada diámetro de pastilla, resulta interesante generar una única correlación que incluya a todos los tamaños de pastilla estudiados.

Con esta finalidad se analizan, primeramente, los resultados del apartado anterior referidos al comportamiento de cada tamaño en particular. La Tabla III.4 y las Figuras III.7 permiten profundizar el análisis cualitativo efectuado previamente.

Para las pastillas de 3 y 6 mm la conductividad tiene un comportamiento aproximadamente lineal en función del número de Reynolds del líquido. Sin embargo, el valor $e=0.51$ ajustado para las pastillas de 1.5 mm, implica un notable

alejamiento de este tipo de funcionalidad. Paralelamente, el valor del parámetro b para este diámetro, resulta sensiblemente mayor.

Los valores obtenidos para el parámetro a reflejan la circunstancia antes indicada del aumento de la conductividad con el caudal gaseoso. Los mismos presentan una tendencia creciente con la disminución del diámetro de pastilla. Estos resultados coinciden con lo informado por Matsuura y col. (1979a).

Es necesario destacar que la ecuación (III.8) constituye una expresión de ajuste sencilla que tiene una base mecánica en el caso que $a=0$ y $e=1$ (véase el apartado I.4.4.2). Sin embargo, puede observarse en los valores experimentales propios, y de otros autores que el comportamiento experimental responde sólo en forma aproximada a esta funcionalidad. Se hace necesario, entonces, introducir a como un parámetro de ajuste.

A partir del análisis de los parámetros obtenidos puede advertirse la incidencia de efectos adicionales no considerados explícitamente en la expresión propuesta. Uno de ellos, incluido en algunas correlaciones de literatura [Lamine y col., 1996; Specchia y Baldi, 1979; Hashimoto y col., 1976] es la saturación total de líquido, β_T .

Físicamente, un aumento en β_T provoca por un lado, una disminución de la velocidad lineal de circulación del líquido lateralmente, y por otro, un aumento de la sección del mismo en esa dirección. Si ambos efectos se compensan, el resultado final sobre la conductividad resulta nulo [Chu y Ng, 1985]. Por el contrario, cualquier otra alternativa conduce a una dependencia de la conductividad respecto de la saturación [Lamine y col., 1996; Specchia y Baldi, 1979; Hashimoto y col., 1976]. Los datos experimentales obtenidos parecen sustentar este último enfoque.

Sin embargo, en oportunidad de revisar los conceptos fluidodinámicos (véase el punto I.3) se señaló que no existe un conjunto de expresiones comúnmente aceptadas para estimar los parámetros fluidodinámicos en los RTB. Esta circunstancia hace difícil introducir un parámetro de esta naturaleza en las expresiones para ajustar los parámetros térmicos, dado que a la propia incertidumbre de los datos experimentales se le suma la dispersión del parámetro fluidodinámico según se estime con una u otra correlación.

En virtud de lo expresado en el párrafo anterior y dado que la información experimental disponible no permite ser conclusivo respecto a la dependencia de k_{er} con β_T , se propone nuevamente la expresión (III.8) para correlacionar los valores de k_{er} correspondientes a todos los tamaños de relleno en conjunto. Los resultados alcanzados se muestran en la Tabla III.5.

Tabla III.5.: Parámetros óptimos de la ecuación (III.8) para el conjunto de tamaños de relleno

Parámetro	Valor	Banda de incertidumbre
a	0.0059	32.5%
b	0.257	56.6%
e	0.837	10.8%

Como era de esperar los parámetros resultan diferentes a los correspondientes al ajustar los datos individuales de cada diámetro de pastilla.

Reemplazando el valor de los parámetros de la Tabla III.5 en la ecuación (III.8) resulta finalmente la siguiente expresión para estimar la conductividad térmica efectiva, k_{er} :

$$k_{er} = k_{e0} + 0.257 (1 + 0.0059 Re_G) Re_L^{0.837} Pr_L k_L \quad (III.10)$$

En la Figura III.10.a se muestra la comparación entre las predicciones obtenidas empleando la expresión (III.10) y los valores experimentales. La Figura III.10.a permite observar el comportamiento predicho por la ecuación (III.10) frente al número de Reynolds del líquido. Las líneas corresponden a los valores máximo, promedio y mínimo del número de Reynolds del gas resultante en las experiencias. En adición, se incluyen en la misma los valores experimentales.

Las Figuras III.10.a y III.10.b permiten observar una moderada tendencia de la ecuación (III.10) a subestimar los valores bajos de conductividad para el diámetro de pastilla más pequeño. Este efecto refleja el comportamiento particular de las pastillas más pequeñas con respecto a las dos restantes.

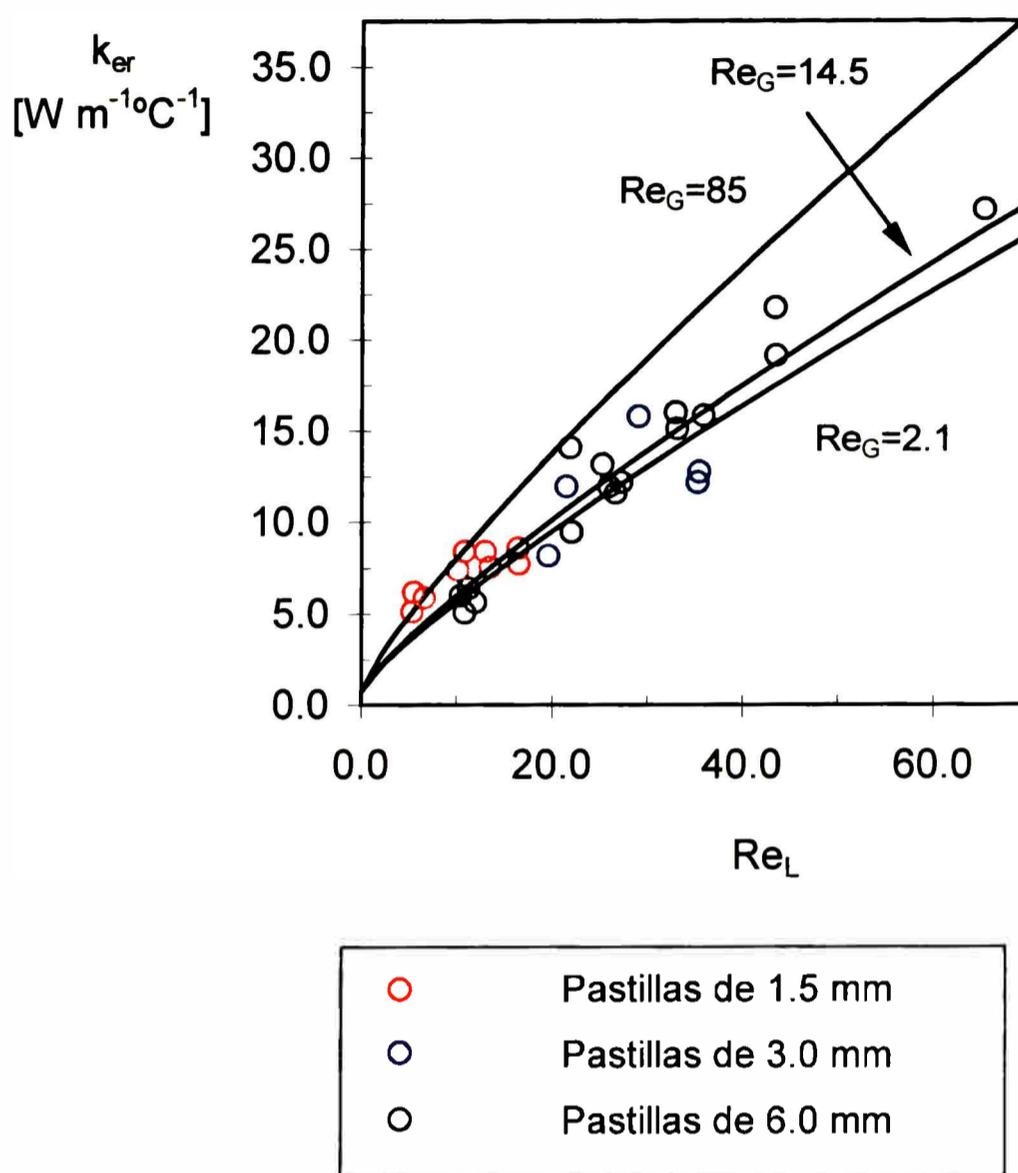


Figura III.10.a: Valores experimentales y calculados con la ecuación (III.10) de conductividad efectiva vs. Número de Reynolds del líquido para todas las condiciones ensayadas.

En conclusión, puede afirmarse que, dada la simplicidad de la expresión (III.10), y asumida la existencia de efectos no incluidos en la misma, la correlación propuesta para estimar k_{er} permite alcanzar resultados satisfactorios en el rango de condiciones operativas analizado. La desviación media obtenida es muy razonable (12.7%), y la correspondiente distribución global de errores se muestra balanceada (14 errores con desviaciones negativas y 17 con desviaciones positivas).

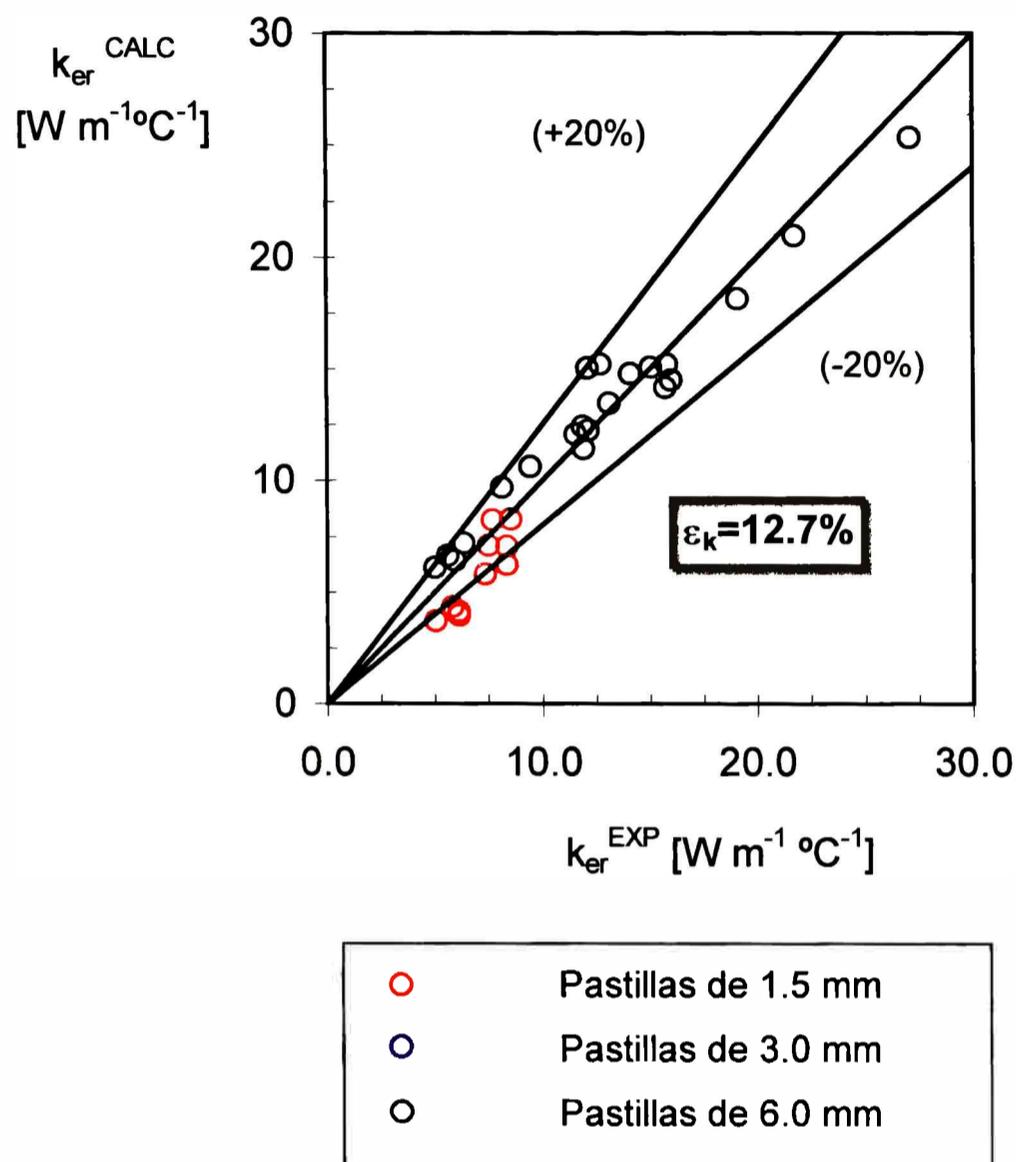


Figura III.10.b.: Comparación de los valores de conductividad efectiva experimental y los calculados con la ecuación (III.10) con los parámetros ajustados para los tres tamaños de pastilla.

Comparación con correlaciones de bibliografía

En este apartado se analiza la capacidad predictiva de las expresiones existentes en la bibliografía para estimar la conductividad efectiva en sistemas con flujo bifásico descendente, incluyéndose también los resultados alcanzados con la ecuación (III.10) y los valores correspondientes a la utilización de una correlación para flujo de una única fase líquida, denominada "M"

De la revisión realizada en el apartado 1.4.2 surge que para estimar la conductividad térmica efectiva en sistemas con flujo de una única fase puede postularse una expresión del siguiente tipo,

$$k_{er} = k_{e0} + k_{eF}$$

donde:

- ❖ k_{eF} la conductividad efectiva radial para la fase fluida fue calculada con la expresión de Fahien y Smith (1955), ecuación (I.11.a), con los parámetros recomendados por Lemcoff y col. (1990).
- ❖ k_{e0} , la conductividad efectiva estanca fue estimada con la expresión de Bauer y Schlünder (1978b).

Dada la cantidad de condiciones estudiadas la comparación con las correlaciones de literatura resulta un número significativo, en consecuencia, se presentará un resumen de los resultados evitando la proliferación de gráficos.

En forma análoga a lo efectuado para las correlaciones propias, las propiedades físicas y los parámetros de transporte fueron estimados a una temperatura promedio entre la entrada y la salida del lecho, representativa del conjunto de experiencias (40 °C).

El error de la estimación en función de los valores experimentales se define a través de la ecuación (III.9).

Los resultados obtenidos se comentan cualitativamente a continuación y los valores numéricos se resumen en la Tabla III.6:

- ❖ La correlación de Lamine y col. (1996) conduce a una sobreestimación de la conductividad efectiva para los tres tamaños de pastilla, prácticamente en la totalidad de las condiciones estudiadas. Los errores promedio son de 11.1%, 41.2% y 31.7% (1.5, 3 y 6 mm) con una leve tendencia a errores mayores a valores más altos de Re_L .
- ❖ La expresión para estimar la conductividad efectiva propuesta por Chu y Ng (1985) conduce a un buen ajuste de los resultados experimentales siendo los errores promedio de 10.9%, 13.3% y 25.5% (6, 3 y 1.5 mm). Se presenta una

moderada tendencia en la distribución de errores en el caso de las pastillas de menor diámetro. Para las mismas los valores estimados se aproximan a los experimentales conforme aumenta Re_L .

- ❖ La correlación de Matsuura y col. (1979a) presenta una buena capacidad predictiva. Conduce a una moderada sobreestimación de la conductividad efectiva. Para las pastillas de 3 mm los valores predichos exceden a los experimentales en todo el rango de condiciones estudiadas. El error promedio en la estimación es, en este caso, de 35.1%. Una situación análoga se presenta para las pastillas de 6 mm, pero resultando un error promedio sensiblemente menor (11.9%). En el caso de las partículas de 1.5 mm de diámetro, la conductividad efectiva experimental resulta adecuadamente predicha por la expresión propuesta por los autores y el error promedio es de 15.7%. Aunque puede detectarse una tendencia definida en los mismos respecto de Re_L , su distribución es razonable (seis son negativos y cuatro positivos).
- ❖ La correlación presentada por Specchia y Baldi (1979) predice valores de conductividad efectiva apreciablemente mayores que los experimentales para la mayor parte de las condiciones estudiadas. Los errores promedio son de 255.5% para las pastillas de 1.5 mm de diámetro, de 125.2% para las de 3 mm y de 16.9% para las de 6 mm. Existe una definida tendencia a menores errores para mayores valores de la conductividad (altos caudales de líquido). La funcionalidad propuesta por los autores para la conductividad efectiva respecto del Re_L es inadecuada y dada su forma es completamente razonable que resulte en desviaciones mayores a caudales más bajos (véase el apartado I.4.2.1).
- ❖ La expresión propuesta por Hashimoto y col. (1976) conduce, en general, a una sobreestimación de la conductividad efectiva. Los errores resultan mayores para los tamaños de relleno más grandes (53.9% y 46.3% para 3 y 6 mm respectivamente). Para el menor diámetro de partícula el error disminuye sensiblemente (21.7%), presentando una aceptable distribución con cuatro errores positivos y seis negativos. No existe una tendencia definida en los

Transferencia de calor en lechos rellenos con flujo bifásico descendente
Capítulo III. Análisis de resultados

mismos, excepto para 1.5 mm, diámetro para el cual las desviaciones tienden a aumentar conforme crece Re_L .

- ❖ Los valores predichos por la correlación para sistemas con flujo monofásico constituyen un límite inferior en la estimación de k_{er} , presentando una desviación promedio de 42.3%, 22.6% y 37.7% para 1.5, 3 y 6 mm.

Tabla III.6.: Error promedio de las correlaciones disponibles para estimar k_{er} para cada tamaño de relleno.

$d_p = 6 \text{ mm}$			
Correlación	Error promedio	Condiciones operativas con errores positivos	Condiciones operativas con errores negativos
Matsuura y col.	11.9%	1	5
Specchia y Baldi	16.9%	3	3
Hashimoto y col.	46.3%	0	6
Chu y Ng	10.9%	3	3
Lamine y col.	31.7%	1	5
M	38.7%	6	0
Ecuación (III.10)	6.9%	4	2
$d_p = 3 \text{ mm}$			
Correlación	Error promedio	Condiciones operativas con errores positivos	Condiciones operativas con errores negativos
Matsuura y col.	35.1%	0	15
Specchia y Baldi	125.2%	0	15
Hashimoto y col.	53.9%	0	15
Chu y Ng	13.3%	5	10
Lamine y col.	41.2%	0	15
M	22.6%	15	0
Ecuación (III.10)	10.2%	4	11

Tabla III.6.: Error promedio de las correlaciones disponibles para estimar k_e para cada tamaño de relleno (continuación).

$d_p = 1.5 \text{ mm}$			
Matsuura y col.	15.7%	3	7
Specchia y Baldi	255.5%	0	10
Hashimoto y col.	21.7%	4	6
Chu y Ng	25.5%	9	1
Lamine y col.	11.1%	6	4
M	42.3%	10	0
Ecuación (III.10)	19.9%	9	1

Los resultados reafirman lo expuesto en el Capítulo I, acerca de la dispersión en los valores predichos para la conductividad efectiva. En un primer análisis, realizado en función de las desviaciones obtenidas y la distribución de los errores, pueden considerarse adecuadas las correlaciones propuestas por Matsuura y col. (1979a), Chu y Ng (1985) y la expresión (III.10), presentando esta última en promedio una menor desviación.

III.6.1.2 Coeficiente de transferencia de calor en la pared

El segundo parámetro característico del modelo bidimensional pseudohomogéneo es el coeficiente de transferencia en la pared, h_w . El análisis del mismo se presenta más complejo que el de la conductividad efectiva, ya que aún en el caso de flujo de una única fase fluida, no existe un enfoque general aceptado para interpretar su comportamiento (véase el apartado I.4.2.4).

En la Figura III.11 se muestra la incidencia del caudal de gas sobre el número de Nusselt ($Nu_w = h_w d_p / k_L$) para dos números de Reynolds del líquido, Re_L , distintos y el mismo tamaño de relleno. La misma permite observar que a pesar del considerable incremento en Re_G , la respuesta de Nu_w no muestra una tendencia definida con el caudal de gas.

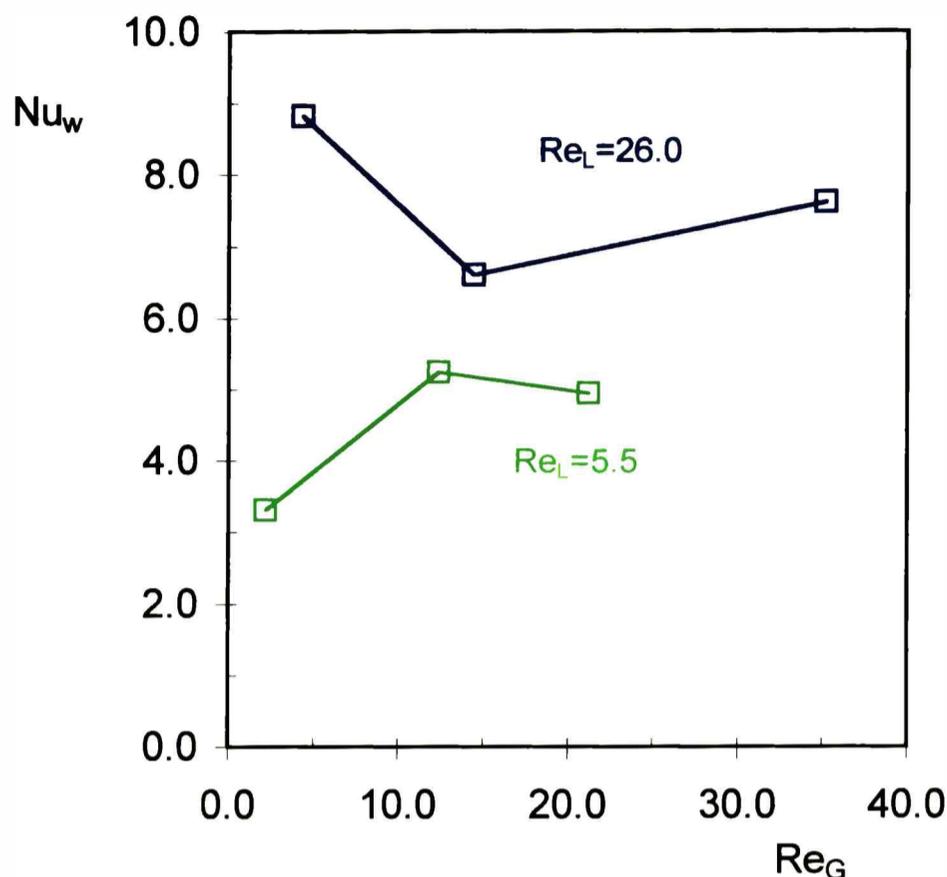


Figura III.11.: Número de Nusselt vs. Número de Reynolds del gas
 $d_p=3$ mm; $\varepsilon=0.43$.

La Figura III.11 se presentó a modo de ejemplo. No obstante, pueden obtenerse gráficos de similares características con los otros dos diámetros de pastilla, que posibilitan reafirmar la aseveración realizada anteriormente.

En función de estos resultados, se concluye que con la información disponible no es posible determinar una patrón de comportamiento definido para Nu_w cuando se varía el Re_G . Esta circunstancia se debe a que la incidencia del mismo, si la hay, resulta baja, siendo el orden de magnitud de la misma similar o menor que la propia dispersión de los datos experimentales. Consecuentemente, en el análisis realizado a continuación se incluye el conjunto de condiciones operativas sin discriminar niveles de Re_G .

Puede observarse en las Figuras III.12.a, b y c la representación de los valores ajustados de Nu_w frente a Re_L , para cada uno de los diámetros de pastilla empleados en las experiencias (1.5, 3 y 6 mm). Las líneas continuas que acompañan a los datos, corresponden a las estimaciones realizadas a través del

uso de correlaciones generadas para cada diámetro, las cuales serán presentadas posteriormente.

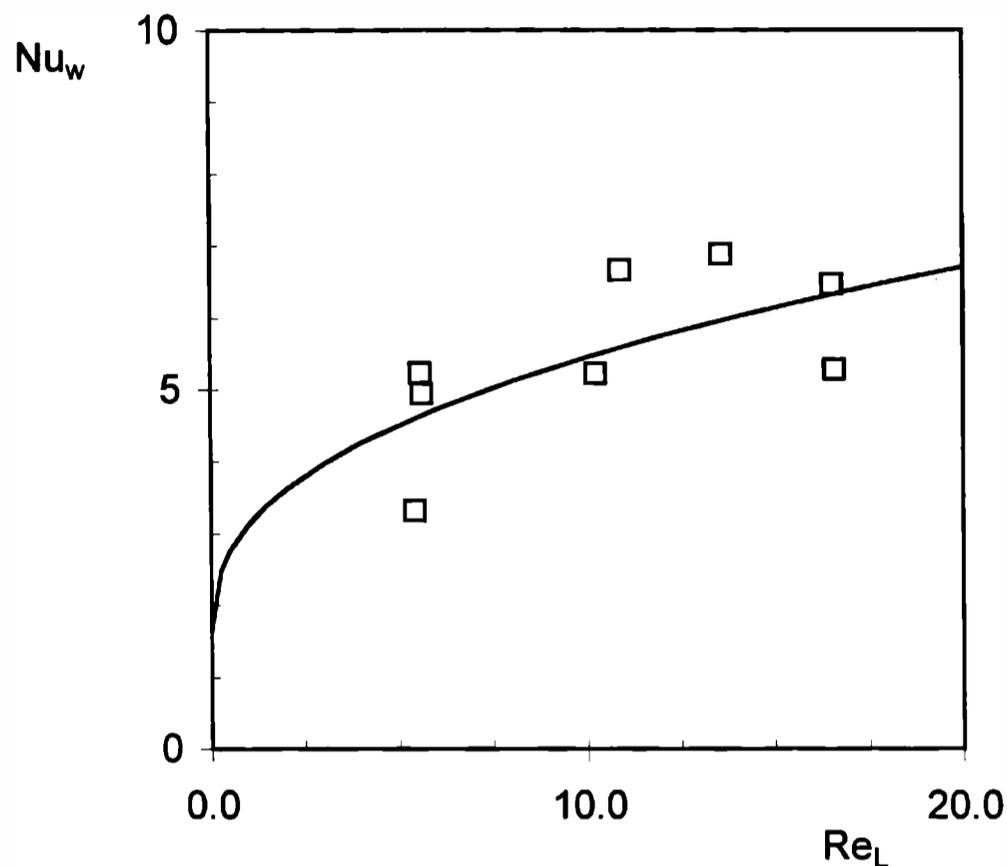


Figura III.12.a.: Número de Nusselt vs. Número de Reynolds del líquido.

$d_p=1.5$ mm; $\epsilon=0.39$.

Curva continua: ecuación (III.11) con los datos de las Tablas III.9 y III.10

La primera conclusión que puede extraerse de las Figuras III.12 es la tendencia creciente de Nu_w con Re_L , aunque, como se indicara anteriormente, los resultados del ajuste de este parámetro presentan una dispersión considerable. Simultáneamente, se advierte una diferencia importante en la funcionalidad entre ambos números adimensionales de acuerdo al diámetro de pastilla que se trate. La tendencia indica que la potencia a la que se encuentra elevada Re_L se incrementa conforme lo hace el diámetro de pastilla, manteniéndose en todos los casos menor que la unidad. Esta diferencia en el comportamiento se acentúa particularmente para el mayor diámetro de pastilla.

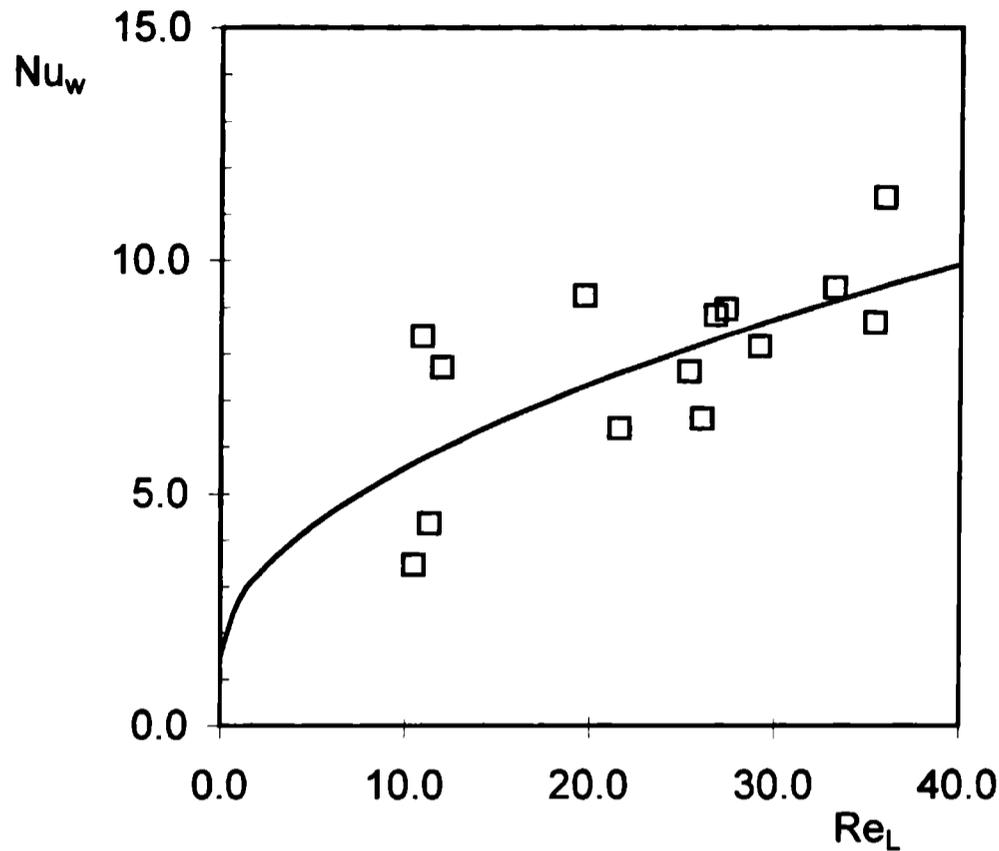


Figura III.12.b.: Número de Nusselt vs. Número de Reynolds del líquido

$d_p=3$ mm; $\varepsilon=0.40$.

Curva continua: ecuación (III.11) con los datos de las Tablas III.9 y III.10

La variable operativa que resta analizar es el diámetro de pastilla. Para visualizar su efecto sobre Nu_w resulta adecuado condensar los resultados contenidos en las Figuras III.12 en un único gráfico. Se representa, de este modo, en la Figura III.13 Nu_w en función de Re_L para los tres diámetros de pastilla. Adicionalmente, se incluyen en la misma tres curvas continuas resultantes del ajuste de los datos experimentales de cada tamaño, como será presentado en el siguiente punto.

La Figura III.13 permite observar con mayor claridad la diferencia de comportamiento con relación a Re_L , señalada anteriormente. En primer lugar, las pastillas de mayor diámetro presentan un incremento muy grande de Nu_w respecto de los otros dos diámetros cuando se aumenta Re_L .

Esta dependencia tan fuerte no tiene ningún correlato en las expresiones de literatura para estimar el respectivo parámetro para flujo de una única fase fluida. Es más, en los sistemas con flujo monofásico, las curvas de Nu_w frente al Re_L para

distintos diámetros de pastilla resultan aproximadamente coincidentes, excepto para pequeñas relaciones de aspecto ($a=d_T/d_P < 10$) o para bajos valores de Re_L [Martínez y Barreto, 1992].

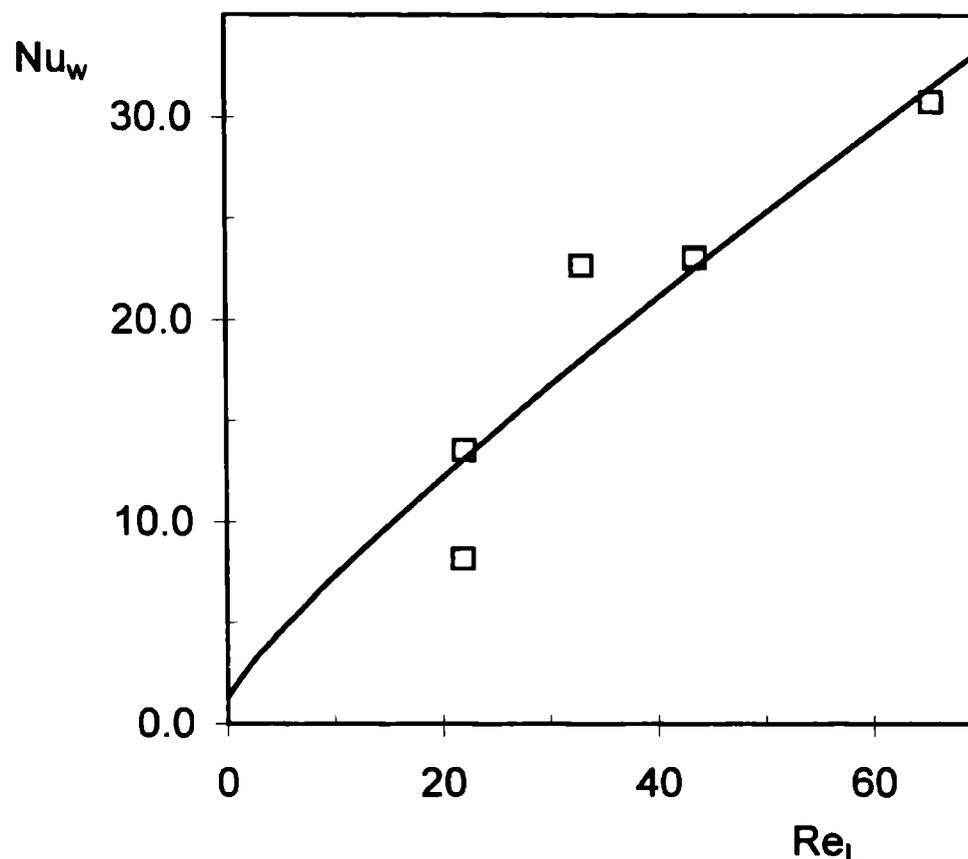


Figura III.12.c.: Número de Nusselt vs. Número de Reynolds del líquido

$d_P=6$ mm; $\varepsilon=0.43$.

Curva continua: ecuación (III.11) con los datos de las Tablas III.9 y III.10

Reconociendo una dispersión importante de los datos experimentales, puede aceptarse un comportamiento de esta naturaleza para las pastillas de 1.5 y 3 mm analizadas en conjunto. En contraste con esta situación, las pastillas de 6 mm presentan una tendencia claramente diferente y, al mismo tiempo, compleja de explicar en el contexto del modelo planteado. Un enfoque alternativo, que ofrece una explicación a este comportamiento, se desarrolla en el punto III.6.2.

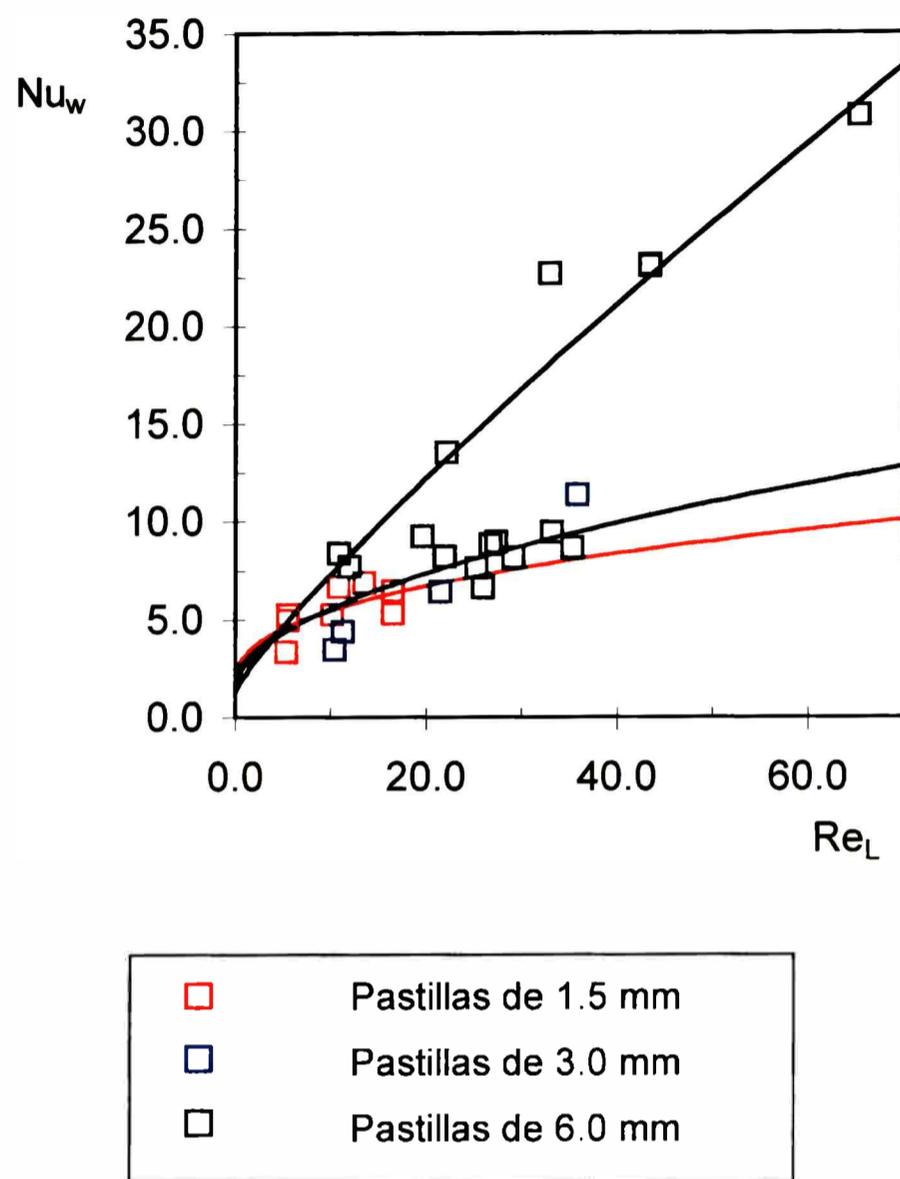


Figura III.13.: Número de Nusselt vs. Número de Reynolds del líquido para los tres tamaños de relleno
 Curvas continuas: ecuación (III.11) con los datos de las Tablas III.9 y III.10

Expresión propuesta para estimar Nu_w

El análisis realizado en el apartado anterior referido a la incidencia de las distintas variables operativas, conjuntamente con las conclusiones relativas al comportamiento del coeficiente de transferencia en la pared derivadas de la revisión bibliográfica realizada en el Capítulo I, permiten postular una expresión para correlacionar los valores experimentales de Nu_w :

$$Nu_w = Nu_{w0} + d Re_L^f Pr_L^{1/3} \quad (III.11)$$

Esta expresión contiene dos parámetros de ajuste, d y f , e incluye el número de Nusselt estanco, Nu_{w0} .

La forma propuesta para la misma responde a que la única evidencia experimental conclusiva es la dependencia de Nu_w con el Re_L y la existencia de un Nusselt estanco (ordenada al origen no nula en las curvas Nu_w vs Re_L) vinculado a una situación de flujo nulo.

Estimación de Nu_{w0}

Del mismo modo que la conductividad efectiva estanca se asocia al fenómeno de conducción a través de la región que rodea los puntos de contacto partícula-partícula, el coeficiente de transferencia de calor estanco en la pared, Nu_{w0} , se relaciona al mecanismo de conducción en el fluido que rodea los puntos de contacto partícula-pared (véase la Figura III.14.a).

En general es reconocido, y adicionalmente pudo corroborarse a través de la observación visual, que los puntos de contacto partícula-pared en el sistema estudiado están rodeados esencialmente de líquido.

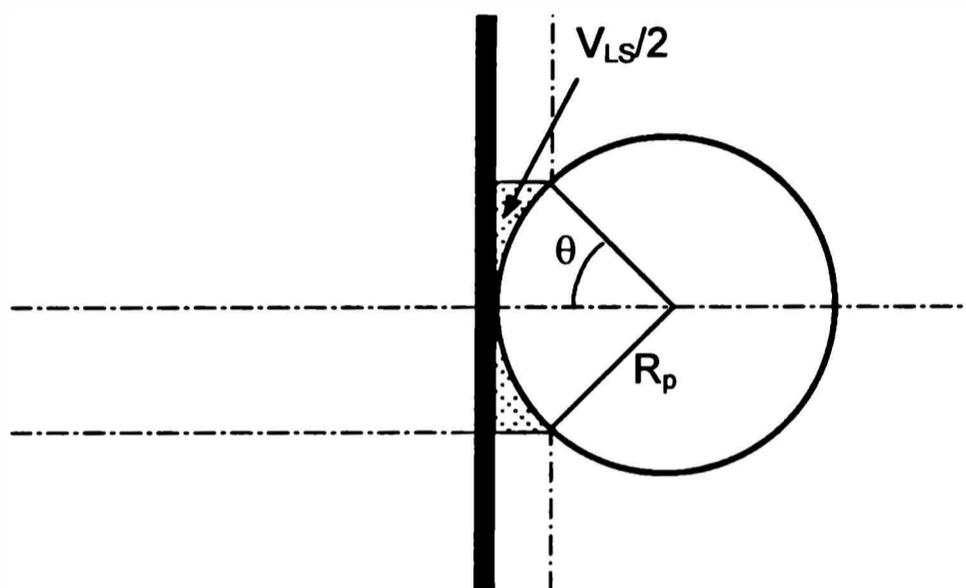
Consecuentemente, los puentes de líquido que se generan alrededor de estos puntos de contacto constituyen el medio a través del cual se produce la transferencia de calor. Por lo cual, cuanto mayor sea el volumen ocupado por los mismos (véase la región marcada en la Figura III.14.a), mayor resultará la capacidad de transferencia.

El valor de Nu_{w0} puede ser adecuadamente estimado por medio del procedimiento numérico detallado en la sección VI.3.2, propuesto para calcular el coeficiente de transferencia partícula-pared en lechos fluidizados. Esta alternativa evita incluirlo como parámetro de ajuste de la expresión (III.11).

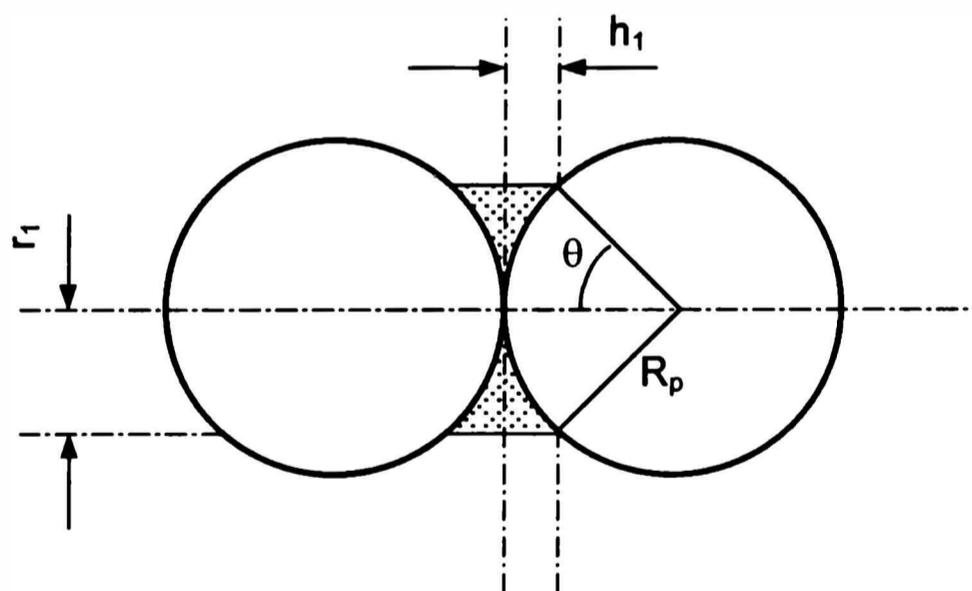
Como se analiza en detalle en el Capítulo VI, el procedimiento tiene en cuenta una variedad de fenómenos, muchos de los cuales son propios del sistema para el cual está propuesto. Basta aclarar que para el cálculo en lechos fijos con flujo descendente de ambas fases fluidas deben realizarse las siguientes consideraciones:

Transferencia de calor en lechos rellenos con flujo bifásico descendente
Capítulo III. Análisis de resultados

- En los lechos fijos no se presenta el fenómeno de conducción transiente dentro de las partículas dado que el sistema opera en estado estacionario.
- La resistencia a la transferencia de calor asociada al efecto Smoluchowski es despreciable, ya que los puntos de contacto partícula – pared se encuentran rodeados de líquido.



(a) Partícula - Pared



 V_{LS} volumen de líquido estanco

(b) Partícula – Partícula (seno del lecho)

Figuras III.14.a y b.: Esquemas representativos de las situaciones analizadas.

El empleo del procedimiento de la sección VI.3.2 requiere el conocimiento del ángulo θ representativo de la fracción de la cara frontal de la partícula (enfrentada con la pared) ocupada por el líquido. El resto del espacio se considera ocupado por la fase gaseosa. Con esta finalidad, debe estimarse el volumen de líquido que rodea a los puntos de contacto partícula-partícula, V_{LS} y vincularse con el ángulo θ (véase la Figura III.14.b).

El volumen de líquido, V_{LS} , puede calcularse para las partículas del seno del lecho asociándolo a la retención estática del líquido, h_s , de la siguiente forma

$$h_s = \frac{N_C N_p}{2} V_{LS}$$

Consecuentemente,

$$V_{LS} = \frac{2 h_s}{N_C N_p}$$

donde:

N_C es el número de puntos de contacto y N_p el número de pastillas por unidad de volumen, el cual para partículas esféricas resulta:

$$N_p = \frac{6(1-\bar{\epsilon})}{\pi d_p^3}$$

La retención estática de líquido se estima empleado la expresión (I.5) [Sáez y col., 1991].

El número de puntos de contacto depende del arreglo espacial de las partículas en el lecho, que a su vez determina la porosidad media del mismo. En función de la porosidad media para el sistema en estudio, 0.39-0.43, se seleccionó un arreglo de tipo ortorómbico con $N_C=8$ [Gray, 1968].

Los resultados para V_{LS} obtenidos de esta manera, se presentan en la Tabla III.8.

El volumen de líquido estanco, V_{LS} puede expresarse de la siguiente forma (véase la Figura III.14.b),

$$V_{LS} = V_T - 2 V_{CE} \tag{III.12}$$

donde

$$V_T = \pi r_1^2 (2h_1) \text{ y } V_{CE} = \frac{1}{6} \pi h_1 (3r_1^2 + h_1^2)$$

Planteando las relaciones trigonométricas, $r_1 = R_p \sin \theta$ y $h_1 = R_p (1 - \cos \theta)$ y realizando los correspondientes reemplazos en la ecuación (III.12) resulta una expresión cuya única incógnita es θ .

$$0 = (1 - \cos \theta) \left[3 \sin^2 \theta + (1 - \cos \theta)^2 \right] + \frac{h_s}{(1 - \varepsilon)} - 6 \sin^2 \theta (1 - \cos \theta) \quad (\text{III.13})$$

Tabla III.8.: Estimación del volumen de líquido que rodea los puntos de contacto,

V_{LS}

d_p [mm]	h_s	$10^9 N_p$ [Partículas m^{-3}]	$10^9 V_{LS}$ [m^3]
1.5	0.212	0.34236	0.154
3.0	0.123	0.042795	0.720
6.0	0.0461	0.0053493	2.154

Una vez obtenido el ángulo θ se emplea el procedimiento de la sección VI.3.2 para estimar el Nu_{w0} para los tres tamaños de relleno utilizados en las experiencias. Los resultados se muestran en la Tabla III.9.

Tabla III.9.: Valores estimados del número de Nusselt estanco

d_p [mm]	θ [°]	Nu_{w0}	h_{w0} [$W m^{-2} \text{ } ^\circ C^{-1}$]
1.5	32.8	1.65	680.7
3.0	28.3	1.5	311.8
6.0	22.1	1.28	137.8

Ajuste de los parámetros de la ecuación (III.11) para cada tamaño de relleno

Como resultado del ajuste de los valores experimentales de Nu_w para cada diámetro de pastilla, por medio de la ecuación (III.11), se obtuvieron los parámetros indicados en la Tabla III.10.

Tabla III.10.: Valores de los parámetros de la expresión (III.11) para cada diámetro de pastilla

d_p [mm]	d	f
1.5	0.919	0.407
3	0.741	0.526
6	0.505	0.861

Las Figuras III.15.a, b y c muestran la comparación entre los valores experimentales y los predichos por la ecuación (III.11).

En las mismas se indica la desviación media porcentual definida del mismo modo que para la conductividad efectiva (ecuación III.9),

$$\epsilon_{Nu} (\%) = \frac{\sum_{j=1}^{N_T} \text{abs} \left[\frac{Nu_{w,j}^{EXP} - Nu_{w,j}^{CALC}}{Nu_{w,j}^{EXP}} \right]}{N_T} 100 \quad (III.14)$$

conservando N_T el mismo significado que para la ecuación (III.9)

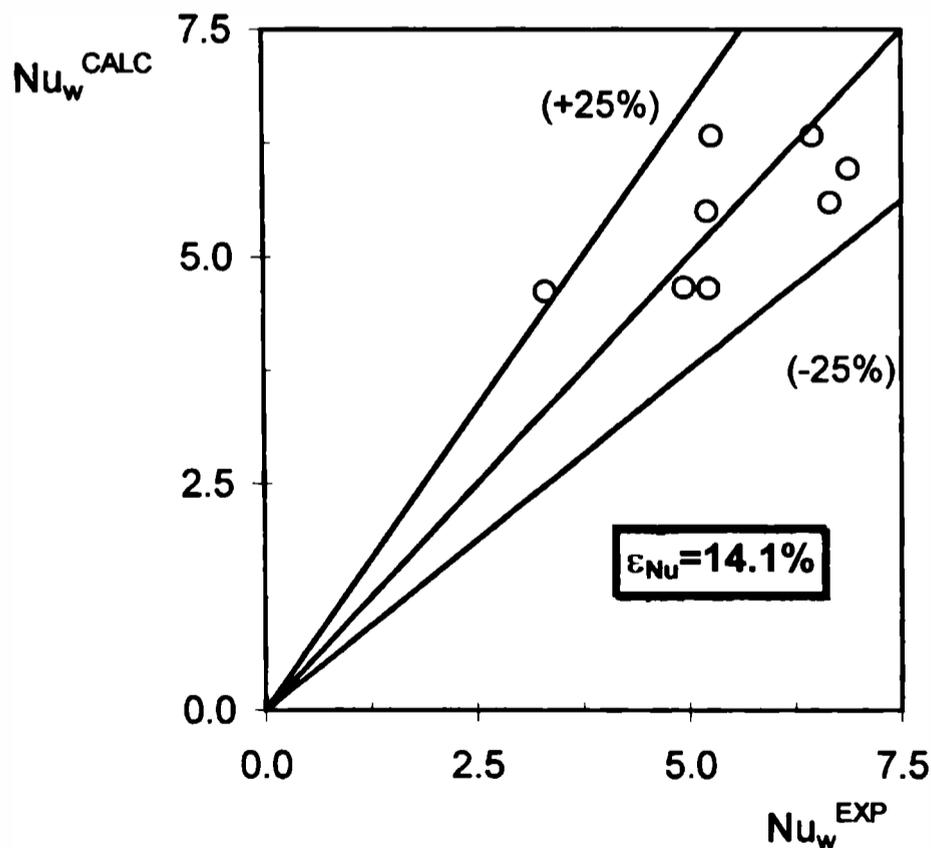


Figura III.15.a.: Comparación de los números de Nusselt experimentales y calculados con la ecuación (III.11) para $d_p=1.5$ mm.

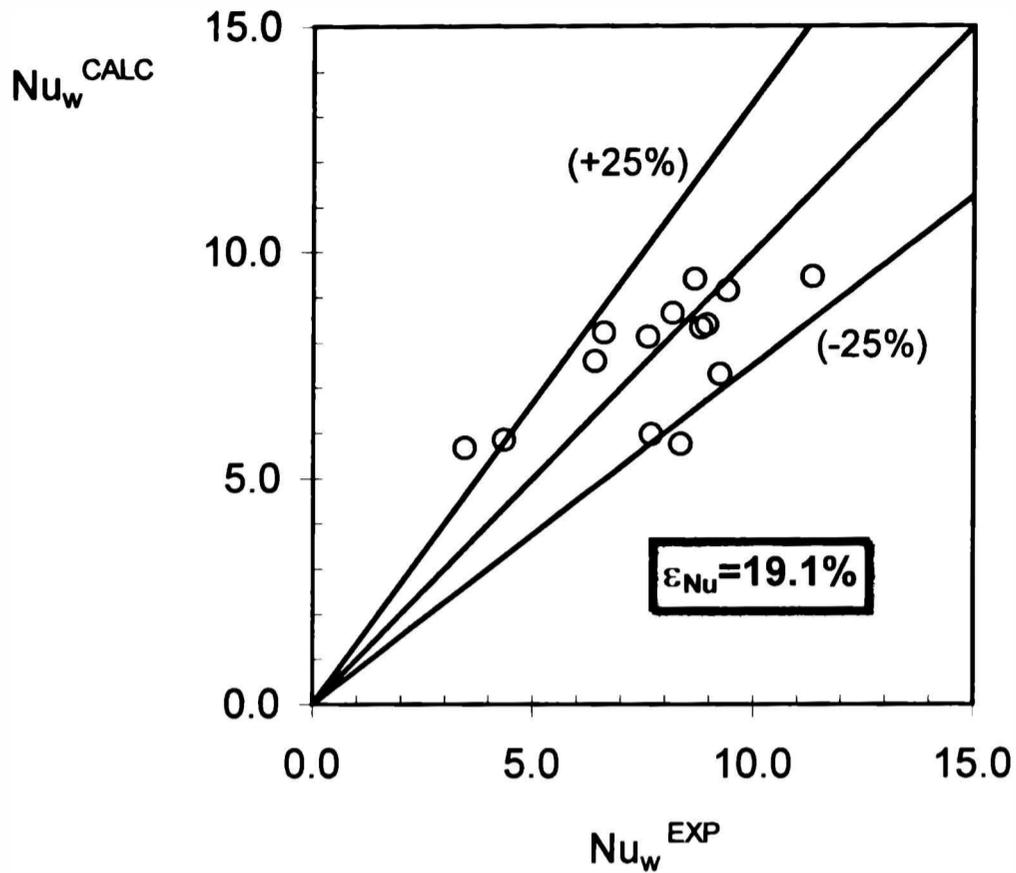


Figura III.15.b.: Comparación de los números de Nusselt experimentales y calculados con la ecuación (III.11) para $d_p=3$ mm.

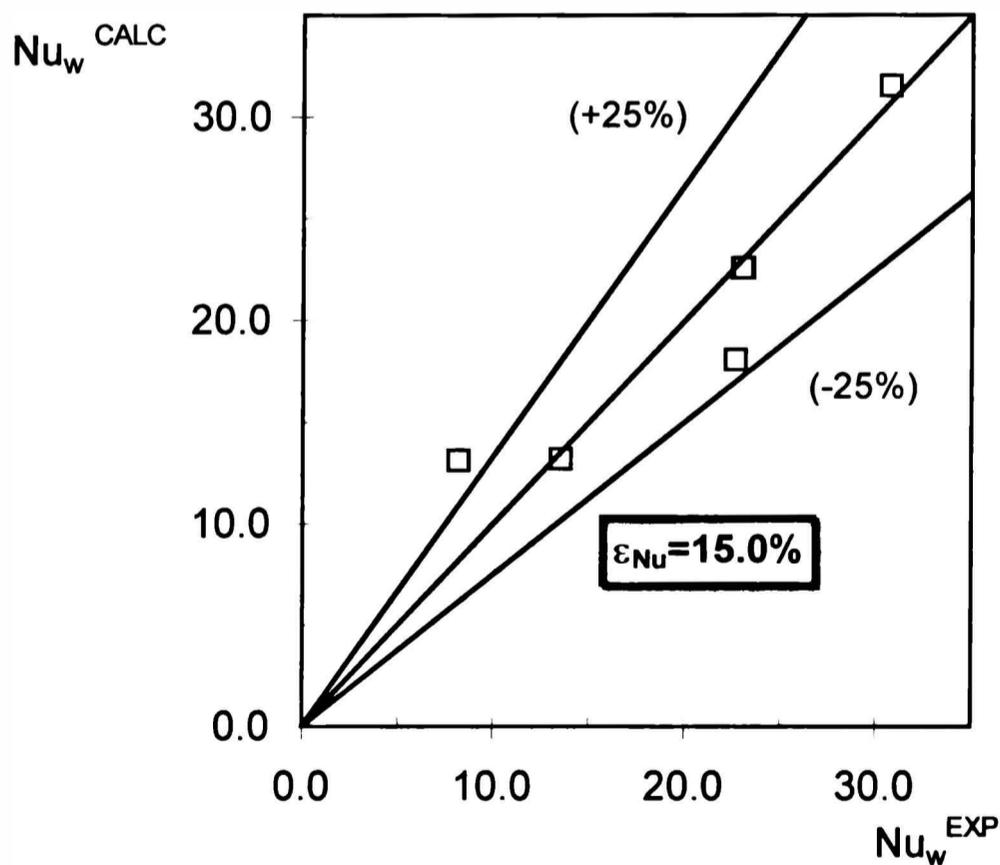


Figura III.15.c.: Comparación de los números de Nusselt experimentales y calculados con la ecuación (III.11) para $d_p=6$ mm

La correlación entre las predicciones y los datos experimentales puede considerarse adecuada con una desviación media inferior al 20% para los tres tamaños estudiados.

Los parámetros obtenidos presentan, en general, bandas de incertidumbre importantes, que en algunos casos superan el 50% del valor del parámetro. Estos intervalos de confianza resultan mucho mayores que los obtenidos para los parámetros vinculados a la conductividad efectiva. Este hecho refleja la considerable dispersión que presentan los datos experimentales del coeficiente de transferencia en la pared.

Ajuste de los parámetros de la ecuación (III.11) para dos tamaños de relleno

Atendiendo al comportamiento similar frente a las principales variables operativas mostrado por los valores experimentales de Nu_w para las pastillas de 1.5 y 3 mm de diámetro, se propone ajustar los mismos, en conjunto, empleando la ecuación (III.11). El diámetro restante, conforme a las particularidades observadas, se excluye de ajuste, postergándose para la sección III.6.2 un enfoque alternativo para analizarlo.

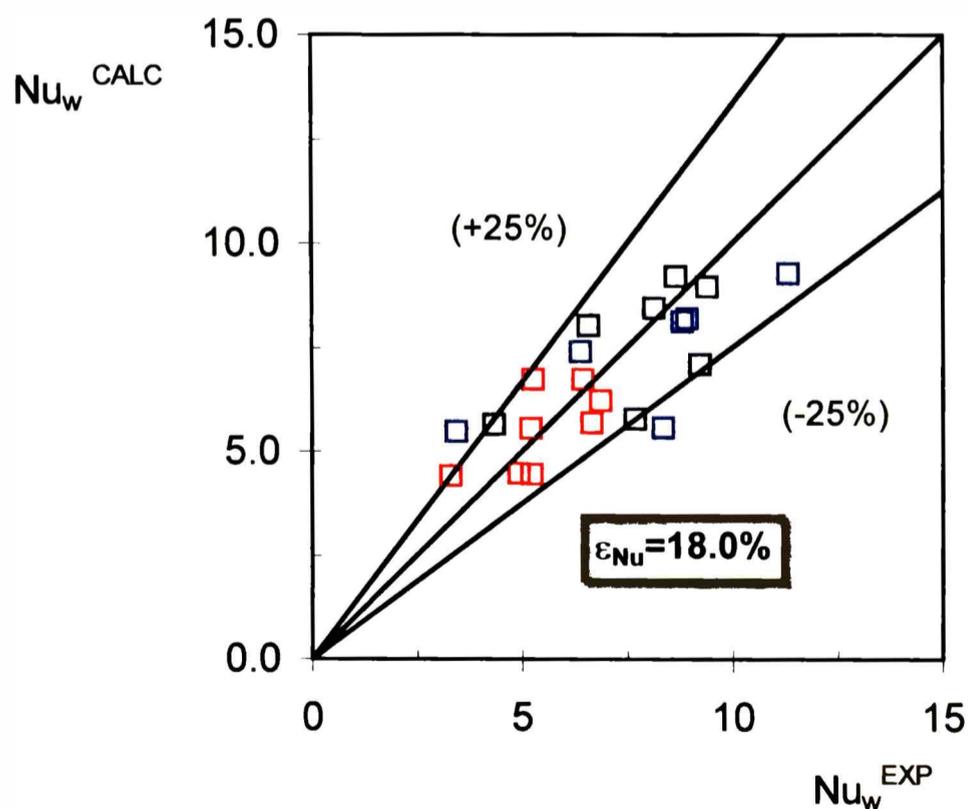


Figura III.16.: Comparación de los números de Nusselt experimentales y calculados con la ecuación (III.15).

Los valores de los parámetros óptimos conseguidos en la forma explicitada se introducen en la ecuación (III.11), resultando la siguiente expresión

$$\boxed{Nu_w = Nu_{w0} + 0.678 Re_L^{0.544} Pr_L^{1/3}} \quad (III.15)$$

válida para $a > 15$

La Figura III.16 permite apreciar la performance predictiva de la expresión (III.15). Se indica en la misma el error promedio de las estimaciones. Adicionalmente, se muestran en la Figura III.17 los valores experimentales conjuntamente con la curva predicha, para Nu_w en función de Re_L .

Los resultados alcanzados a través de la ecuación (III.15) se consideran satisfactorios, máxime teniendo en cuenta la dispersión intrínseca del parámetro correlacionado.

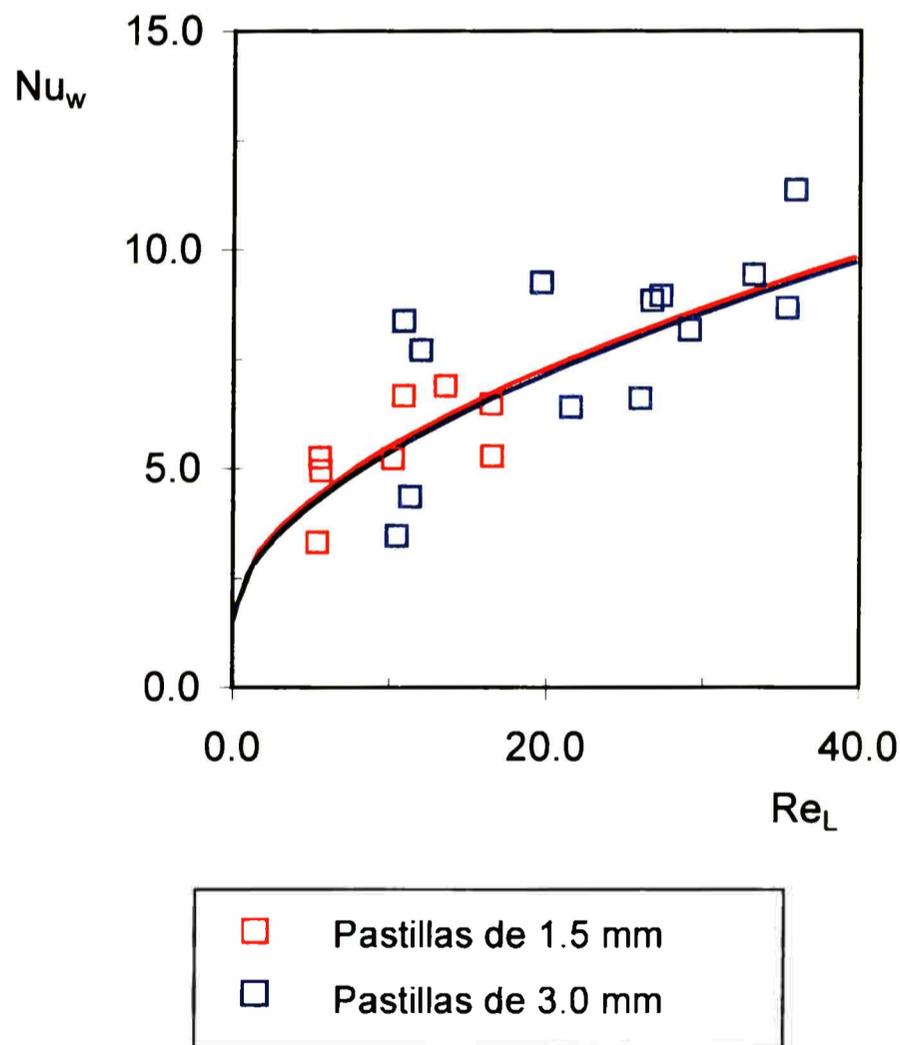


Figura III.17.: Número de Nusselt vs. Número de Reynolds del líquido.

Curva continua: ecuación (III.15)

Comparación con correlaciones de bibliografía

Según se desprende de la revisión bibliográfica realizada en el Capítulo I, el número de correlaciones disponibles para Nu_w resulta considerablemente menor que el correspondiente a las expresiones de conductividad efectiva. En este apartado se comparan los resultados provenientes de dichas expresiones con los datos experimentales obtenidos. El esquema comparativo se completa, en forma análoga a lo realizado en el caso de la conductividad efectiva, incluyendo los valores generados por medio de la ecuación (III.15) y los resultados de una expresión típica para este parámetro en sistemas con flujo de una única fase líquida. Si se tiene en cuenta que no aparece una dependencia definida de Nu_w con el caudal gaseoso, parece razonable postular que el proceso de transferencia de calor está totalmente determinado por el líquido. En este contexto, se propone la expresión presentada en el punto I.4.2.5 para sistemas con flujo de líquido solamente:

$$Nu_w = Nu_{w0} + Nu_{wF} \quad (I.15)$$

donde:

- ❖ Nu_{w0} calculado con la expresión de Olbrich (1970), ecuación (I.9).
- ❖ Nu_{wF} estimado empleando la expresión de Dixon y Labua (1985) (véase el punto I.4.2.4).

En concordancia con lo realizado en el caso la conductividad efectiva, las propiedades físicas y los parámetros de transporte fueron estimados a una temperatura promedio de 40 °C.

El error de la estimación en función de los valores experimentales se define a través de la ecuación (III.14). En la Tabla III.11 se resumen los resultados de las comparaciones realizadas, informando la desviación media y la distribución de los errores.

Tabla III.11.: Comparación entre las correlaciones disponibles para estimar Nu_w

$d_p = 3 \text{ mm}$			
Correlación	Error promedio	Condiciones operativas con errores positivos	Condiciones operativas con errores negativos
Matsuura y col.	87.1%	14	0
Specchia y Baldi	17.6%	7	7
Muroyama y col.	45.2%	14	0
M	68.5%	0	14
Ecuación (III.15)	18.6%	7	7
$d_p = 1.5 \text{ mm}$			
Matsuura y col.	79.5%	8	0
Specchia y Baldi	44.6%	8	0
Muroyama y col.	79.3%	8	0
M	63.3%	0	8
Ecuación (III.15)	15.0%	4	4

Una primera conclusión general es que el error de todas las correlaciones es apreciable. Avanzando en el análisis particular de los resultados obtenidos resulta que:

- ❖ La correlación de Matsuura y col. (1979b) conduce a una subestimación apreciable de Nu_w en todo el rango de condiciones estudiadas. Los errores promedio varían entre un 79.5 % para las pastillas de 1.5 mm y un 87.1% para las de 3 mm.
- ❖ La expresión propuesta por Specchia y Baldi (1979) funciona muy bien para las pastillas de 3 mm, con una desviación promedio de 17.6%. En el caso de las pastillas de 1.5 mm los valores predichos resultan en promedio un 44.6% menores que los experimentales. Para ambos tamaños existe una clara tendencia que indica que a mayor valor de Re_L mayor es el error de la estimación.
- ❖ La correlación de Muroyama y col. (1977) presenta una subestimación de Nu_w en todas las condiciones estudiadas. Para $d_p=3$ mm los errores varían con una

marcada tendencia: una fuerte subestimación a valores bajos de Re_L , que tiende a disminuir conforme Re_L se incrementa. Para las pastillas de 1.5 mm la tendencia es análoga pero con una desviación promedio mayor (79.3%). De acuerdo a Muroyama y col. (1977), Nu_w varía fuertemente con el caudal de líquido. La desmesurada dependencia postulada ($Nu_w \approx Re_L^{1.7}$) conduce a muy bajos valores de Nu_w cuando Re_L es pequeño.

- ❖ La correlación para sistemas con flujo monofásico predice valores de Nu_w mayores que los experimentales en todas las condiciones estudiadas para ambos tamaños de relleno. Las desviaciones son del 64.1% para las pastillas de 3 mm y del 52.1% para las de 1.5 mm.

Cabe aclarar que para la estimación de los valores de Nu_w , y en los casos que corresponde, se calculó la saturación total empleando las expresiones propias de los autores. En los casos donde los mismos no las poseen, y tampoco sugieren el empleo de alguna determinada, se utilizó la correlación de Larachi y col. (1991).

Para salvar una posible falta de concordancia en el valor estimado de β_T respecto del utilizado por los autores se realizó un análisis de sensibilidad de las mismas variando este parámetro. Con esta finalidad, se examinó la respuesta de Nu_w calculado a través de las distintas correlaciones, ante un cambio del 40% en β_T .

En función de los resultados obtenidos puede concluirse que para la expresión presentada por Muroyama y col. (1977) la saturación no tiene influencia sobre Nu_w . En el caso de Specchia y Baldi (1979) existe una moderada incidencia que conduce, en el análisis propuesto, a una variación promedio del 20% en el valor de Nu_w para las condiciones ensayadas experimentalmente. El caso más crítico se presenta al examinar la correlación propuesta por Matsuura y col. (1979b), ya que el efecto de la saturación sobre el número de Nusselt es altamente significativo. Para la variación propuesta en β_T , Nu_w se modifica, en promedio, aproximadamente un 145 % en el caso de las pastillas de 3 mm y un 240 % para las de 1.5 mm. Esta variación abrupta se presenta debido a que para el aporte asociado a la transferencia de calor alrededor de los puntos de contacto partícula-pared, Nu_{ws}

(véase la ecuación I.21) los autores postulan una dependencia diferenciada según el diámetro de pastilla y el rango de valores de saturación líquida dinámica, β_D :

Pastillas de 3 mm de diámetro

$$\text{Si } \beta_D < 0.38 \quad Nu_{ws} = 1.70 \beta_D$$

$$\text{Si } 0.38 < \beta_D < 1 \quad Nu_{ws} = 18.8 \beta_D - 6.5$$

Pastillas de 1.5 mm de diámetro

$$\text{Si } \beta_D < 0.5 \quad Nu_{ws} = 1.10 \beta_D$$

$$\text{Si } 0.5 < \beta_D < 1 \quad Nu_{ws} = 21.0 \beta_D - 9.95$$

En consecuencia, una modificación en el valor de β_D como la propuesta puede originar un cambio en la expresión a emplear para evaluar Nu_{ws} .

De acuerdo a las expresiones anteriores Nu_{ws} varía, en promedio, respecto a β_D con una velocidad 20 veces mayor en un rango que en otro. Este comportamiento no se compadece de ningún modo con la evidencia experimental y se presenta como desmesurado.

La primera conclusión que surge de los resultados es la importante dispersión en los valores predichos para Nu_w , significativamente mayor que para la conductividad efectiva. Puede pensarse que este resultado es una consecuencia natural, habida cuenta de la mayor dispersión de la información experimental de este parámetro. También, como se analizara en el Capítulo I, es significativa la diferencia en la interpretación fenomenológica del proceso de transferencia en la pared, que conduce a postular expresiones para Nu_w completamente distintas y que consecuentemente brindan resultados diferentes.

Contrariamente a lo que sucede para la conductividad efectiva, en este caso la correlación para sistemas con flujo monofásico constituye un límite superior para el valor de Nu_w . Este resultado sugiere que sólo una fracción de la pared del lecho se encuentra mojada.

Finalmente, a los fines prácticos se recomienda el empleo de la ecuación (III.15) respetando el límite de condiciones operativas para las cuales la misma fue ajustada.

III.6.2 Análisis del coeficiente de transferencia en la pared por medio de modelo unidimensional pseudohomogéneo de dos zonas

Como se adelantara en la sección anterior existen algunos aspectos que hacen necesario un análisis más elaborado del coeficiente de transferencia en la pared e inducen a revisar su significado en el contexto del modelo bidimensional pseudohomogéneo.

Los valores del número de Nusselt obtenidos a través del ajuste para el mayor diámetro de pastilla (6 mm) resultan en promedio significativamente mayores que los correspondientes valores para 1.5 mm y 3 mm. Este comportamiento no se compadece con el generalmente aceptado para este parámetro para el flujo de una única fase [Barreto y Martínez, 1992].

Adicionalmente, y como se mencionara en la sección III.4, para cada ensayo se cuenta con la medida de la temperatura de mezcla a la salida del lecho, y paralelamente con el valor medio surgido de integrar el perfil de temperatura dentro del lecho asumiendo una distribución uniforme del flujo en la sección transversal. Para las pastillas de 1.5 y 3 mm el valor medio medido resulta levemente inferior al calculado a través del perfil. Esta diferencia puede deberse a que el cabezal de salida transfiera calor hacia el medio ambiente. Sin embargo, en el caso de las pastillas de 6 mm la temperatura de mezcla medida resulta mayor que el valor medio obtenido mediante la integración del perfil. Estas observaciones sugieren una distribución no uniforme del flujo de líquido, con una mayor proporción circulando por la zona adyacente a la pared, que para las experiencias se encuentra a mayor temperatura.

Las circunstancias mencionadas anteriormente, que diferencian el comportamiento de las pastillas de 6 mm del resto, sugieren la presencia incipiente de un "efecto de pared", no considerado en el modelo empleado para el ajuste.

Es ampliamente reconocido que en la zona cercana a la pared del lecho, hasta $3 d_p$ de la misma, se producen variaciones abruptas en la porosidad del lecho [Mariani y col., 1999]. Estas variaciones en la porosidad, de carácter oscilatorio amortiguado hacia el seno del lecho, tienen su correlato en el perfil de velocidades.

De este modo, la zona comprendida entre la pared y el primer mínimo de porosidad (ubicado aproximadamente a $0.5d_p$ desde la pared) resulta con una porosidad promedio mayor que el resto del lecho. Consecuentemente, la velocidad media en esta zona resulta mayor. Para lechos con $a > 15$ esta zona representa solo una pequeña fracción del área transversal del lecho. Sin embargo, para bajos valores de a , tal es el caso de las pastillas de 6 mm ($a=8.56$), esta zona constituye una fracción importante del área de flujo.

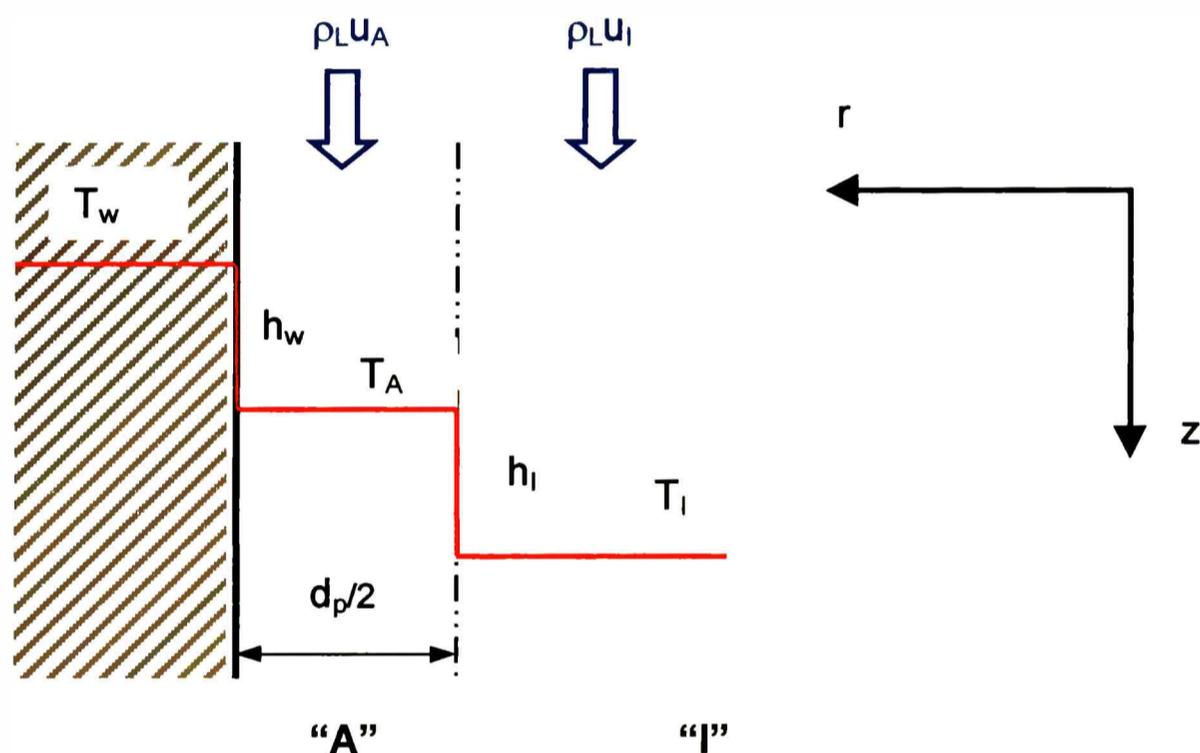


Figura III.18.: Esquema representativo del modelo de dos zonas

Las consideraciones anteriores permiten afirmar que en el caso de las pastillas de 6 mm la hipótesis de flujo uniforme en la sección transversal constituye sólo una primera aproximación. Consiguientemente, todo el alejamiento de la mencionada hipótesis en el contexto del modelo bidimensional pseudohomogéneo es absorbido por los valores ajustados de Nu_w , que por esta razón resultan significativamente altos para este tamaño de relleno.

Con la finalidad de exponer un enfoque alternativo se plantea un modelo de transferencia de calor de tipo unidimensional pseudohomogéneo constituido por 2 zonas (véase la Figura III.18): una zona denominada “adyacente a la pared” que se extiende hasta $0.5d_p$ de la pared del recipiente, y una zona “central”, que comienza

a partir de este punto e incluye el resto del lecho. Cada una de las zonas posee una velocidad característica. Se desprende de lo expuesto anteriormente que la velocidad promedio en la zona cercana a la pared debe resultar mayor que el correspondiente valor en la zona central.

Las ecuaciones de balance de energía en cada zona son (se incluye solamente el término de transporte convectivo asociado a la fase líquida dado que el mismo es el dominante):

Para este caso se supone que la temperatura de la pared del lecho, T_w se mantiene constante.

Zona central "I"

$$\rho_L A_I u_I C_{PL} \frac{dT_I}{dz} = 2 \pi R_I h_I (T_A - T_I) \quad (\text{III.16.a})$$

donde: $A_I = \pi R_I^2$ y h_I es el coeficiente global de transferencia de calor asociado a la zona central

Zona adyacente a la pared "A"

$$\rho_L A_A u_A C_{PL} \frac{dT_A}{dz} = 2 \pi R_T h_w (T_w - T_A) - 2 \pi R_I h_I (T_A - T_I) \quad (\text{III.16.b})$$

donde: $R_I = R_T - d_p / 2$ y $A_w = \pi (R_T^2 - R_I^2)$

Las condiciones iniciales son:

$$z = 0 \quad T_A = T_I = T_0$$

De esta manera, dividiendo ambos términos de las ecuaciones (III.16) por $(\rho_L A u C_{PL})$ resulta

$$f_I \frac{dT_I}{dz} = C_I h_I (T_A - T_I) \quad (\text{III.16.c})$$

$$f_A \frac{dT_A}{dz} = C_A h_w (T_w - T_A) - C_I h_I (T_A - T_I) \quad (\text{III.16.d})$$

$$\text{donde } f_A = \frac{A_A u_A}{A u} = \frac{1}{1 + b \left[\frac{a^2}{(a-1)^2} - 1 \right]} \quad \text{y} \quad f_I = \frac{A_I u_I}{A u} = \frac{b \left[\frac{a^2}{(a-1)^2} - 1 \right]}{1 + b \left[\frac{a^2}{(a-1)^2} - 1 \right]}$$

$$C_A = \frac{2}{\rho_L C_{PL} u R_T} \quad \text{y} \quad C_I = \frac{2(R_T - d_p / 2)}{\rho_L C_{PL} u R_T^2}$$

siendo:

A, el área transversal de tubo; u, la velocidad superficial referida a la misma y $b = u_A / u_I$, la relación entre las velocidades superficiales en ambas zonas.

Paralelamente, el balance de materia resulta:

$$\rho_L A u = \rho_L A_A u_A + \rho_L A_I u_I \quad (\text{III.17})$$

o escrito de otra forma:

$$1 = f_A + f_I \quad (\text{III.17.a})$$

Las ecuaciones (III.16.c y d) están acopladas. Para resolverlas se procede tomando la transformada de Laplace en ambos términos de las mismas, obteniéndose un sistema de dos ecuaciones algebraicas con dos incógnitas, \tilde{T}_A y \tilde{T}_I , que puede ser fácilmente resuelto. Finalmente, se aplica la antitransformada a las expresiones resultantes y se consiguen las soluciones en el campo real, T_A y T_I , que para valores de $z > 0$ y reteniendo el término correspondiente al autovalor más pequeño, tienen la siguiente forma:

$$T_I = T_w - \left\{ \frac{(f_I C_A h_A - f_I f_A \alpha)}{\alpha - \beta} \exp[-\alpha z] \right\} (T_w - T_0) \quad (\text{III.18.a})$$

$$T_A = T_w - \left\{ \frac{(C_I h_I - f_I f_A \alpha)}{\alpha - \beta} \exp[-\alpha z] \right\} (T_w - T_0) \quad (\text{III.18.b})$$

donde α y β resultan:

$$\alpha = \frac{-(f_I C_A h_w + C_I h_I) + \sqrt{(f_I C_A h_w + C_I h_I)^2 - 4 f_A f_I C_A h_w C_I h_I}}{2 f_A f_I}$$

$$\beta = \frac{-(f_i C_A h_w + C_i h_i) - \sqrt{(f_i C_A h_w + C_i h_i)^2 - 4f_A f_i C_A h_w C_i h_i}}{2f_A f_i}$$

Dado que los parámetros obtenidos en el ajuste corresponden al modelo bidimensional pseudohomogéneo, es necesario establecer un vínculo entre éste y el modelo unidimensional pseudohomogéneo de 2 zonas. Para lograr este objetivo se reduce el modelo bidimensional a uno unidimensional pseudohomogéneo de una única zona (véase el apartado III.5.3), y se plantea que la cantidad de calor total transferida, calculada mediante ambos modelos unidimensionales debe ser la misma. Entonces, la temperatura media para el modelo de dos zonas puede calcularse como

$$\bar{T} = f_A T_A + f_i T_i \quad (III.19)$$

Planteando el balance de energía en el caso de un modelo unidimensional pseudohomogéneo de una única zona resulta (véase el apartado III.5.1),

$$\rho_L A u C_{PL} \frac{d\bar{T}}{dz} = 2 \pi R_T U_T (T_w - \bar{T}) \quad (III.20)$$

y reemplazando la expresión de la temperatura media (ecuación III.19) resulta

$$f_A \frac{dT_A}{dz} + f_i \frac{dT_i}{dz} = C U_T [f_A (T_w - T_A) + f_i (T_w - T_i)] \quad (III.20.a)$$

donde $C = C_A = \frac{2}{\rho_L C_{PL} u R_T}$

si se introducen las soluciones (III.18.a y b) en la ecuación (III.20.a), y sus derivadas, por comparación de ambos términos surge que:

$$U_T = \alpha = \frac{-(f_i C_A h_w + C_i h_i) + \sqrt{(f_i C_A h_w + C_i h_i)^2 - 4f_A f_i C_A h_w C_i h_i}}{2f_A f_i} \quad (III.21)$$

que es finalmente el vínculo entre el modelo unidimensional pseudohomogéneo de una y dos zonas.

Para calcular los nuevos valores de h_w , a partir de la ecuación (III.21), es necesario conocer los valores de h_i y U_T .

Con la finalidad de obtener h_i se plantea, en primer término, la condición de compatibilidad entre ambos modelos unidimensionales. La misma implica que cuando la relación de velocidades, b , es 1 los resultados alcanzados mediante los mismos sean idénticos. Por lo tanto, en la ecuación (III.21), se fija $b=1$.

Por otra parte, como ya se adelantara, U_T se estima a partir de los parámetros del modelo bidimensional, k_{er} y h_w , haciendo uso de la expresión (III.6.b). Y, para h_w , se emplea, también, el valor ajustado a través del modelo bidimensional. De esta forma, la única incógnita de la ecuación (III.21) es h_i .

Una vez obtenido h_0 , ahora con la relación correcta de velocidades y el valor de U_T estimado antes, se calcula, nuevamente por medio de la ecuación (III.21), el valor de h_w correspondiente al modelo de 2 zonas.

Para la relación de velocidades se adoptó un valor aproximado de 2, reportado para sistemas con flujo de una única fase [Papageorgiou y Froment, 1995]. En sistemas bifásicos, se desconoce información de este tipo, excepto algunos estudios de distribución radial de líquido [Møller y col., 1996; Sundaresan, 1994; Lutran y col., 1991; Funk y col., 1990], que no obstante, no emplean relaciones de aspecto tan bajas.

En la Tabla III.12 se muestra la comparación entre los valores de Nu_w calculados a través del modelo bidimensional y el unidimensional de 2 zonas para las pastillas de 6 mm. La discrepancia entre ambos valores, indicada también en la Tabla III.12, se cuantifica del siguiente modo:

$$\varepsilon_D (\%) = \left[\frac{Nu_w^{1 \text{ ZONA}} - Nu_w^{2 \text{ ZONAS}}}{Nu_w^{2 \text{ ZONAS}}} \right] 100 \quad (\text{III.22})$$

Los nuevos Nu_w resultan en promedio un 27% menores para este tamaño de pastilla. Cálculos análogos efectuados para los dos diámetros restantes (1.5 y 3 mm) ubican la disminución en valores sustancialmente menores (en todos los casos inferiores al 20%).

Estos cálculos son alentadores pues muestran claramente el “efecto de pared” para las relaciones de aspecto bajas, y permiten dar una explicación a la tendencia observada para las partículas de 6 mm.

Es, sin embargo, mucho más complejo implementar un modelo de estas características para el propio ajuste de los datos experimentales de transferencia de calor. La razón fundamental es que no puede predecirse con certidumbre para sistemas con flujo bifásico el valor de la relación de velocidades. Por otra parte, sería conveniente implementar un modelo que considere para la zona central variables distribuidas.

Tabla III.12.: Valores de Nu_w calculados con los modelos de una y dos zonas para $d_p=6$ mm

Nu_w		ϵ_D [%]
Modelo de una zona	Modelo de dos zonas	
8.17	7.20	13.5%
13.52	10.09	34.0%
22.67	16.97	33.6%
23.01	18.41	25.0%
23.09	17.96	28.6%
30.75	24.25	26.8%

III.7 CONCLUSIONES

El conjunto de condiciones operativas ensayadas experimentalmente corresponde al régimen de flujo continuo de gas, conocido comúnmente como régimen *trickle*. Los datos obtenidos en este contexto, totalizan 362 perfiles radiales de temperatura que incluyen tres tamaños de relleno (1.5, 3 y 6 mm), tres longitudes de lecho (27, 47 y 87 cm) y un importante rango de caudales de gas y líquido.

La obtención de los mencionados datos presentó dos aspectos a considerar. Por un lado la cantidad de replicados y, por otro, la posible influencia de la estructura del relleno sobre los mismos. Se abordan ambos temas, determinándose el mínimo número de repeticiones necesarias par obtener parámetros no sesgados y, simultáneamente, se concluye en la necesidad de reacomodar el lecho en forma

previa a cada experiencia para promediar la influencia de su estructura sobre las medidas.

Para el ajuste de los datos se analizaron las posibles alternativas referidas a modelos, reconociéndose en cada caso las particularidades y limitaciones de los mismos. En función de la información recabada se propuso finalmente un modelo de tipo bidimensional pseudohomogéneo, ajustándose los dos parámetros característicos del mismo y una constante asociada al perfil de entrada al lecho que se supuso desconocido.

Los valores de conductividad efectiva y del coeficiente de transferencia en la pared así obtenidos, fueron analizados respecto de las principales variables operativas y geométricas (caudales de gas y líquido, diámetro de pastilla). Las conclusiones elaboradas permitieron postular expresiones de ajuste para ambos coeficientes. Los parámetros asociados a estas ecuaciones propuestas fueron ajustados, en primera instancia, para cada tamaño de relleno. Luego, en el caso de la conductividad efectiva, se generó una única correlación para todos los tamaños (ecuación III.10), que presenta una muy buena performance predictiva y se considera completamente adecuada para ser empleada en el rango de condiciones operativas analizado. Respecto del coeficiente de transferencia en la pared, se propuso una expresión para Nu_w que permite estimarlo con razonable precisión para valores de $\alpha > 15$ (ecuación III.15), planteándose, al mismo tiempo, un enfoque alternativo que permite explicar las diferencias que surgen para los casos en los cuales $\alpha < 15$.

Finalmente, se examinó la respuesta de las correlaciones disponibles en la bibliografía para ambos parámetros frente a los resultados obtenidos a través del ajuste de los datos. Se incluyó en la comparación una correlación para flujo de única fase y los valores predichos por las expresiones (III.10) y (III.15). Los resultados permiten, por una lado, comprobar la fuerte disparidad entre las correlaciones, en especial, para Nu_w y, por otro, retener las expresiones más adecuadas para la evaluación de los parámetros de transferencia de calor en un lecho relleno con flujo bifásico descendente.

Nomenclatura

Nomenclatura

a	relación de aspecto, d_T/d_P , [-]
a_n	enésima raíz de la ecuación, $J_0(a_n R) = 0$, [-]
A_T	área de la sección transversal, πR_T^2 , [m ²]
a_v	área específica, $\frac{S_P}{V_P}(1-\epsilon)$, [m ⁻¹]
Bi	número de Biot, $R_T h_w / k_{er}$, [-]
b_n	enésima raíz de la ecuación (III.4.2.e), [-]
C_{pG}^*	capacidad calorífica ficticia de la mezcla saturada aire-vapor de agua, $C_{pG}^* = \frac{\Delta H}{\Delta T} = \frac{\hat{H}_M^{SALIDA} - \hat{H}_M^0}{\bar{T} - T_0}$, [J kg ⁻¹ °C ⁻¹]
$h_{w0}, h_{ws}, h_{wT,L}$ $h_{wT,G}, h_w^*$	} contribuciones a h_w en la ec. (I.21), [W m ² °C ⁻¹]
C_{pL}, C_{pG}	capacidad calorífica promedio del líquido y del gas respectivamente, [J kg ⁻¹ °C ⁻¹]
d_e	diámetro equivalente de partícula (ecuación I.22), diámetro de una esfera cuya área externa coincide con la de la partícula, [m]
d_e	diámetro equivalente de partícula (Tabla I.3, Correlación de Hashimoto y col., 1976), $\frac{2\epsilon}{3(1-\epsilon)} d_P$, [m]
d_h	diámetro hidráulico, $\sqrt[3]{\frac{16\epsilon^3}{9\pi(1-\epsilon)^2}} d_P$, [m]
d_P	diámetro de partícula, [m]
d_T	diámetro del tubo, [m]
$Eö$	número de Eötvos, $\rho_L g d_P^2 / \sigma_L$, [-]
e	espesor de un lecho relleno de paredes planas, [m]
f_{LGG}	factor de fricción gas-líquido inherente a la fase gaseosa, [-]
g	aceleración de la gravedad, [m s ⁻²]

Transferencia de calor en lechos rellenos con flujo bifásico descendente
Nomenclatura

G	flujo másico superficial, $[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$
Ga	número de Galileo, $\frac{\rho_L g d_P^3}{\mu_L^2}$, [-]
h_0	coeficiente de transferencia para el seno del lecho en el modelo de 2 zonas, $[\text{W m}^{-2} \text{°C}^{-1}]$
h_c	coeficiente de transferencia de calor en la camisa, $[\text{W m}^{-2} \text{°C}^{-1}]$
h_D	retención líquida externa dinámica, [-]
h^F	coeficiente de transferencia ficticio definido en la ecuación (II.4), $[\text{W m}^{-2} \text{°C}^{-1}]$
h_i	retención líquida interna, [-]
\hat{H}_M	entalpía específica de la mezcla saturada aire-vapor de agua por unidad de masa de aire seco, $[\text{J kg}^{-1}]$
\hat{H}_L	entalpía específica del líquido, $[\text{J kg}^{-1}]$
h_s	retención líquida externa estática, [-]
H_T	contenido entálpico por unidad de tiempo, $[\text{J s}^{-1} \equiv \text{W}]$
h_l	coeficiente global de transferencia de calor asociado a la zona central del modelo de 2 zonas, $[\text{W m}^{-2} \text{°C}^{-1}]$
h_T	retención líquida total, [-]
h_w	coeficiente de transferencia de calor en la pared, $[\text{W m}^{-2} \text{°C}^{-1}]$
h_{w0}	coeficiente de transferencia de calor estanco en la pared, $[\text{W m}^{-2} \text{°C}^{-1}]$
h_{wF}	coeficiente de transferencia de calor en la pared asociado a la fase fluida, $[\text{W m}^{-2} \text{°C}^{-1}]$
h_{wS}	coeficiente de transferencia de calor en la pared asociado a la fase sólida, $[\text{W m}^{-2} \text{°C}^{-1}]$
J_0	función de Bessel de primera clase y orden 0, [-]
J_1	función de Bessel de primera clase y orden 1, [-]
k_{e0}	conductividad térmica efectiva estanca, $[\text{W m}^{-1} \text{°C}^{-1}]$
k_{eS}	conductividad térmica efectiva de la fase sólida, $[\text{W m}^{-1} \text{°C}^{-1}]$
k_{eF}	conductividad térmica efectiva radial de la fase fluida, $[\text{W m}^{-1} \text{°C}^{-1}]$
k_{eG}, k_{eL}	aportes de la fase gas y de la fase líquida a k_{er} (ecuación I.17),

Transferencia de calor en lechos rellenos con flujo bifásico descendente

Nomenclatura

k_{er}	conductividad térmica efectiva en dirección radial, $[W m^{-1} °C^{-1}]$
k_G, k_L, k_S	conductividad térmica del gas, del líquido y del sólido, $[W m^{-1} °C^{-1}]$
L	longitud del lecho, $[m]$
Nu	número de Nusselt, $h d_P / k$, [-]
Pe_e^∞	número de Peclet efectivo, $G d_P C_P / k_{eF}$, [-]
Pr	número de Prandtl, $C_P \mu / k$, [-]
q	flujo de calor, $[W m^{-2}]$
q_G, q_L	caudales volumétricos de líquido y gas, $[l/min]$
r	coordenada radial, $[m]$
Re	número de Reynolds, $G d_P / \mu$, [-]
R_T	radio del tubo, $[m]$
S	estimador de la varianza, [-]
S	función objetivo para la regresión de la información experimental, [-]
S_P	superficie externa de la partícula, $[m^2]$
\bar{T}	temperatura media, $[°C]$
T	temperatura, $[°C]$
t	tiempo, $[s]$
u	velocidad lineal, $m s^{-1}$
U_T	coeficiente global de transferencia de calor, $[W m^{-2} °C^{-1}]$
V_P	volumen de la partícula, $[m^3]$
W	cantidad total de calor intercambiada por grado de temperatura, $W = (G_L C_{PL} + G_G C_{PG}^*) A_T$, $[W C^{-1}]$
We_L	número de Weber, $G_L^2 d_P / (\rho_L \sigma_L)$, [-]
x	coordenada transversal, $[m]$
X_G	parámetro de Lockhart-Martinelli modificado, $\frac{G_G}{G_L} \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_G}}$, [-]
y	parámetro incluido en las ecuaciones (II.2.5), (III.4.1.d), (III.4.2.d) y (III.4.3.d), $\frac{\pi k_{er}}{W} z$, [-]
z	coordenada axial, $[m]$

Letras griegas

μ	viscosidad, [Pa s]
μ_0	viscosidad del líquido a 15°C, [Pa s]
β_D	saturación líquida dinámica, [-]
β_S	saturación líquida estática, [-]
β_T	saturación líquida total, [-]
Δh	diferencia de alturas, [cm]
$\Delta P/\Delta z$	pérdida de carga, [Pa m ⁻¹]
ε	porosidad del lecho, [-]
ε_D	error relativo porcentual en la evaluación de Nu (ecuación III.22), [%]
ε_k	error relativo porcentual en la evaluación de k_{er} (ecuación III.9), [%]
ε_{Nu}	error relativo porcentual en la evaluación de Nu (ecuación III.14), [%]
ε_S	error relativo porcentual definido en la ecuación (III.7.2), [%]
ρ	densidad, [kg m ⁻³]
σ	tensión superficial, [N m ⁻¹]
λ	calor latente de vaporización, [J kg ⁻¹]

Subíndices y supraíndices

0	valor en z=0 (entrada al lecho)
AS	valor asintótico
C	camisa
CALC	calculado
EXP	experimental
F	fase fluida genérica
G	gas seco
L	líquido
M	mezcla aire-vapor de agua
ref	referencia
S	sólido
SALIDA	salida del lecho

Transferencia de calor en lechos rellenos con flujo bifásico descendente
Nomenclatura

w pared

Segunda Parte

*Transferencia de Calor
en Lechos Fluidizados*

Capítulo IV

Antecedentes en el tema

Capítulo IV. Antecedentes en el tema

IV.1 INTRODUCCIÓN

En este Capítulo se revisan brevemente las principales características de los lechos fluidizados por gas, y las múltiples aplicaciones resultantes de la especial capacidad de transferencia de calor. Se desarrollan los conceptos básicos necesarios para interpretar el comportamiento de este tipo de sistemas e identificar las variables que gobiernan los procesos de transferencia. Finalmente, se analiza en forma cualitativa la dependencia de la velocidad de transferencia de calor respecto de las variables operativas más importantes (velocidad de fluidización, tamaño de partícula, temperatura y presión), relacionándolas con los mecanismos primarios de transferencia de calor (conducción, convección y radiación).

IV.2 CARACTERÍSTICAS GENERALES DE LOS LECHOS FLUIDIZADOS POR GAS

El término fluidización se emplea para designar la operación de contacto gas-sólido en la cual un lecho de partículas sólidas es suspendido y agitado mediante una corriente de gas ascendente.

Los sistemas de lecho fluidizado son ampliamente utilizados en las plantas de procesos desde que en la industria del petróleo en la década del 40' el cracking catalítico generó una verdadera revolución, permitiendo producir combustibles livianos a partir de cortes más pesados. En los últimos años ha crecido significativamente el número de aplicaciones de este tipo de sistemas [Kunii y Levenspiel, 1991]. Se enumeran a continuación algunas de las más representativas:

Procesos Físicos

- Transferencia de calor entre un gas y una fase sólida.

Transferencia de calor en lechos fluidizados

Capítulo IV. Antecedentes en el tema

- Solidificación de una mezcla para producir cristales (producción de gránulos de urea).
- Deposición electrostática para elaborar cubiertas protectoras (aislantes) en objetos con geometrías particulares (Ejemplo: Cables).
- Operaciones de secado de sólidos (granos de cereales).
- Adsorción selectiva de compuestos presentes en una corriente gaseosa (remoción de trazas contaminantes de una corriente de gas).

Procesos Químicos (sólido catalítico) [Jazayeri, 1995]

- Cracking catalítico (FCC)
- Combustión catalítica [Ismagilov y Kerzhentsev, 1999]
- Producción de anhídrido ftálico, acrilonitrilo, anhídrido maleico.
- Polimerización de olefinas

Procesos Químicos (reacciones gas – sólido no catalíticas)

- Gasificación y combustión de carbón para la producción de energía
- Calcinación de hidróxido de aluminio
- Combustión de gas natural [Pre y col., 1998]
- Tratamiento de residuos de hidrocarburos y barros de aguas residuales por incineración [Bunk y D'Acierno, 1999].

Los lechos fluidizados son especialmente aptos para operaciones que requieran un buen contacto entre fases, un exigente control de temperatura o procesos en los cuales sea indispensable una alta capacidad de intercambio térmico (reacciones químicas fuertemente exotérmicas).

En los sistemas con reacción química pueden enumerarse ventajas y desventajas devenidas del uso de reactores de lecho fluidizado en contraste con el empleo de reactores de lecho fijo. Pueden considerarse ventajas: mayor uniformidad térmica, capacidad de regeneración continua del catalizador, posibilidad de implementar sistemas de intercambio de calor constructivamente más sencillos. Como desventajas pueden mencionarse: riesgo de erosión sobre los equipos, pérdida de selectividad y conversión por el efecto de retromezcla, pulverización de los sólidos que resulta un considerable arrastre de los mismos.

IV.3 FLUIDODINÁMICA DE LOS LECHOS FLUIDIZADOS

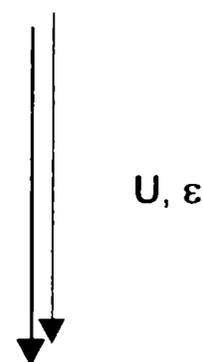
Sobre las partículas sólidas en los lechos fluidizados actúan dos fuerzas, por un lado el efecto de la atracción gravitatoria y por otro la fuerza de arrastre ejercida por el gas ascendente. La mínima velocidad del gas a la cual la fuerza de arrastre iguala a la fuerza gravitatoria se conoce con el nombre de *velocidad de mínima fluidización*. Existe en la bibliografía un gran número de correlaciones que permiten calcular la velocidad de mínima fluidización. Sin ahondar en un análisis exhaustivo, puede mencionarse la expresión propuesta por Baeyens y Geldart (1974) que ajusta un conjunto significativo de datos experimentales:

$$Ar = 1823 Re_{mf}^{1.07} + 121.7 Re_{mf}^2 \quad (IV.1)$$

donde: $Ar = \frac{d_p^3 \rho_g g (\rho_p - \rho_g)}{\mu^2}$ y $Re_{mf} = \frac{\rho_p U_{mf} d_p}{\mu}$

Cuando la velocidad de operación supera la velocidad de mínima fluidización comienzan a formarse burbujas (de gas) en el lecho; estas burbujas son las responsables de la agitación de los sólidos, que conduce a la postre a una excelente capacidad de intercambio térmico. Consecuentemente, incrementando la velocidad de gas en un lecho relleno pueden reconocerse sucesivamente distintos regímenes de flujo dependiendo de la temperatura y presión de operación [Bi y Grace, 1996, 1995]:

- Lecho Fijo
- Régimen de burbuja (Régimen Slug si la burbuja se incrementa hasta ocupar el diámetro del recipiente)
- Régimen Turbulento
- Fluidización rápida
- Transporte neumático



En adelante todos los análisis realizados están referidos a lechos fluidizados operando en régimen de burbujeo. En estas condiciones la fracción de sólidos promedio en el lecho varía entre 0.3 y 0.6. El mismo se compone prácticamente de dos fases: la denominada fase densa o emulsión, en la cual la velocidad del gas

toma un valor U_D (expresada por unidad de área de la fase densa) similar al valor de mínima fluidización y una segunda fase formada por los bolsones de gas, conocida como fase burbuja. La fase densa presenta una estructura similar a la del lecho en condiciones de mínima fluidización.

Geldart (1973) desarrolló un método para clasificar los polvos usando el tamaño promedio, d_p , y la densidad de los mismos, ρ_p (véase la Figura IV.1). Este método brinda un criterio frecuentemente empleado para caracterizar fluidodinámicamente los sistemas. Como se muestra en la Figura IV.1, pueden determinarse cuatro grupos (A, B, C y D) con características específicas. Las partículas más pequeñas y menos densas, Geldart C, tienden a formar agregados e impedir la fluidización. Incrementando el tamaño de las pastillas se encuentra el grupo A, este tipo de partículas es el más adecuado para los sistemas catalíticos de lecho fluidizado conjuntamente con las partículas que corresponden al grupo B, aunque estas últimas son utilizadas preferentemente en equipos de laboratorio. El grupo D comprende a las pastillas densas y de gran tamaño.

La presencia de las burbujas determina el comportamiento global del lecho, por lo cual es necesario conocer las propiedades asociadas a las mismas, (flujo volumétrico total, velocidad lineal de ascenso, fracción volumétrica de burbujas, diámetro medio y frecuencia de pulsación) para analizar cualquier proceso de transferencia de calor o materia. Para evaluar las propiedades que determinan las características y el comportamiento de las burbujas existen numerosas correlaciones, solo se presentan aquí algunas representativas.

El flujo volumétrico de burbujas, F_B , puede ser calculado en primera instancia apelando a la denominada *teoría de las dos fases* [Toomey y Johnstone, 1952] que asume que la velocidad superficial de las burbujas resulta de la diferencia entre la velocidad de operación, U , y la de mínima fluidización, U_{mf}

$$U_B = U - U_{mf} \quad (IV.2)$$

entonces $F_B = U_B A$

donde: A es el área transversal e lecho

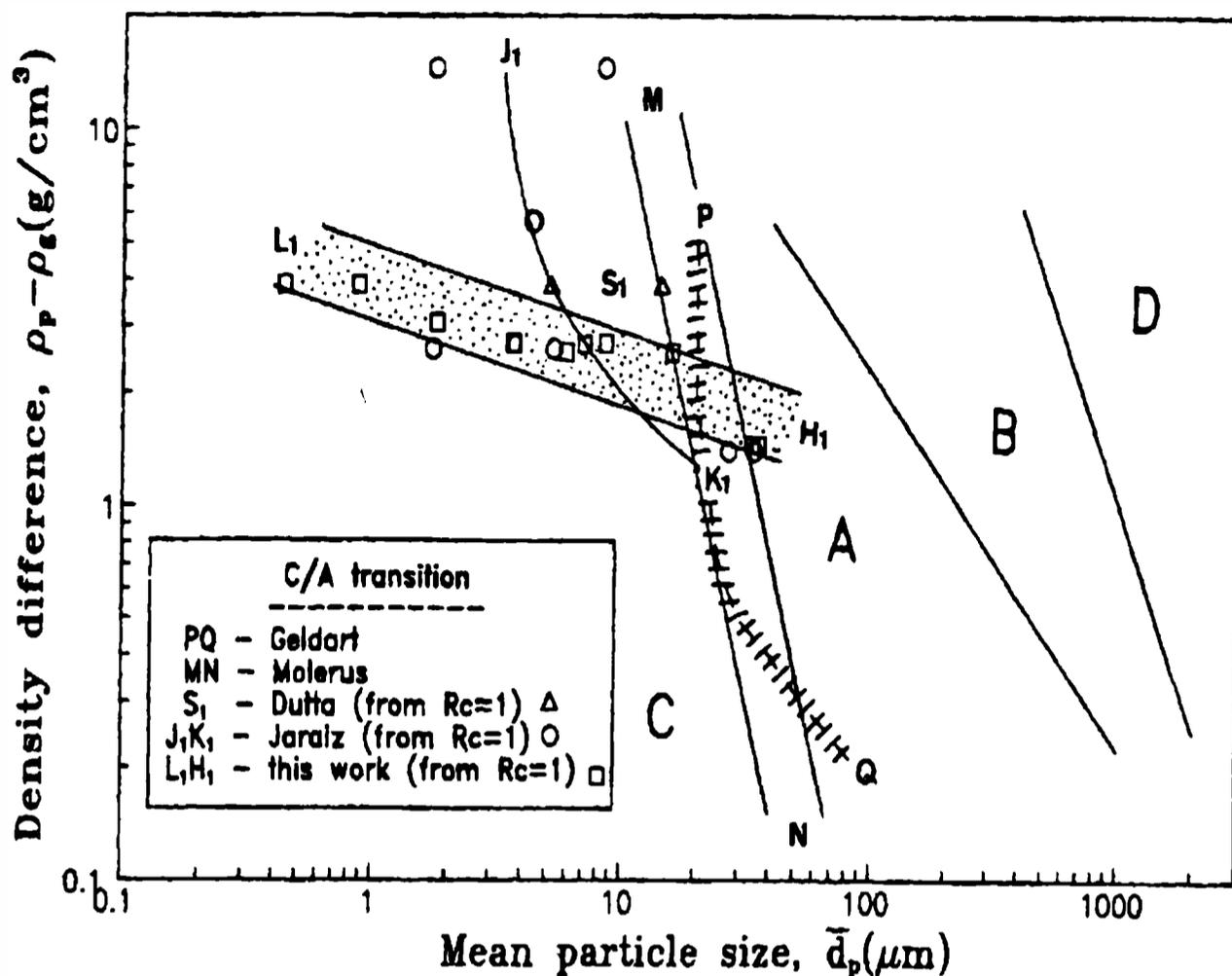


Figura IV.1.: Clasificación de los polvos según Geldart (extraída de Leu y Huang, 1994).

La ecuación (IV.2) está basada en la suposición de que tanto el estado fluidodinámico como las propiedades de la fase densa sean iguales a las del lecho en condiciones de mínima fluidización.

Hillgardt y Werther (1985) plantean una expresión basada en la ecuación (IV.2) incluyendo un factor de corrección, Ψ :

$$U_B = \psi (U - U_{mf}) \quad (IV.3)$$

Los mencionados autores presentan, adicionalmente, correlaciones para estimar el diámetro medio de las burbujas y la velocidad lineal de ascenso de las mismas:

$$d_B = d_{B0} [1 + 27(U - U_{mf})]^{1/3} (1 + 6.84 \phi)^{1.2} \quad (IV.4)$$

$$u_B = U_B + 0.71\theta (g d_B)^{1/2} \quad (IV.5)$$

donde ϕ es la altura sobre el distribuidor de gas.

La placa distribuidora empleada por los autores en las experiencias corresponde a las del tipo de plato poroso. Los parámetros Ψ , θ y d_{B0} dependen del tipo de polvo (según la clasificación de Geldart) y de parámetros geométricos. En la Tabla IV.1 se presentan los correspondientes valores:

Tabla IV.1.: Parámetros involucrados en las expresiones de Hillgardt y Werther (1985)

Geldart	Ψ		θ		d_{B0}
A	0.8		$3.2 d_t^{1/3}$	$(0.05 \leq d_t \leq 1.0 \text{ m})$	0.0061
B	0.67	$1.7 < \phi/d_t$	$2.0 d_t^{1/2}$	$(0.1 \leq d_t \leq 1.0 \text{ m})$	0.0085
	$0.51 (\phi/d_t)^{1/2}$	$1.7 \leq \phi/d_t \leq 4$			
	1	$\phi/d_t \geq 0.55$			
D	0.26	$\phi/d_t < 0.55$	0.87	$(0.1 \leq d_t \leq 1.0 \text{ m})$	0.0123
	$0.35 (\phi/d_t)^{1/2}$	$0.55 \leq \phi/d_t \leq 8$			
	1	$\phi/d_t > 8$			

De este modo la fracción volumétrica de burbujas puede calcularse mediante la relación:

$$f_B = \frac{U_B}{u_B} \quad (IV.6)$$

Finalmente la frecuencia de pulsación se define como:

$$\nu_B = \frac{U_B}{V_B} S_{Bh} \quad (IV.7)$$

donde V_B es volumen de la burbuja y S_{Bh} es la superficie de la misma proyectada sobre el plano horizontal.

Una característica distintiva de los sistemas fluidizados por gas es el movimiento recirculatorio de los sólidos dentro del lecho generado a consecuencia del ascenso de las burbujas a través del mismo. En este sentido, los mismos factores que afectan el comportamiento de las burbujas influirán también en el movimiento de los sólidos. El flujo de las burbujas adopta una distribución transversal que depende de las

características geométricas del sistema, tales como la relación entre la altura sobre el distribuidor, ϕ , y el diámetro del recipiente, d_t . La relación ϕ/d_t del lecho influye en la trayectoria con la cual recirculan los sólidos dentro del lecho. Para valores de ϕ/d_t relativamente grandes (lechos esbeltos) los sólidos descienden en mayor medida por las paredes que por el eje del lecho, en el caso de valores menores para la relación ϕ/d_t la mayor parte de los sólidos tiende a descender por la zona cercana al eje.

El tipo de placa distribuidora utilizado determina el tamaño de las burbujas generadas a nivel de la misma, paralelamente la cantidad de orificios debe ser suficiente como para garantizar una distribución uniforme del flujo en toda la sección transversal.

IV.4 TRANSFERENCIA DE CALOR ENTRE UN LECHO FLUIDIZADO Y UNA SUPERFICIE SUMERGIDA

IV.4.1 Fenomenología del proceso de transferencia de calor

Como se describiera previamente, un lecho fluidizado en régimen de burbuja puede considerarse constituido por dos fases: la fase densa y la fase burbuja, las cuales participarán del intercambio térmico con una superficie sumergida. Sin embargo, de las dos contribuciones a la transferencia de calor la más importante es la asociada a la fase densa.

Para describir fenomenológicamente el proceso de transferencia Mickley y Fairbanks (1955) propusieron por primera vez el concepto de “paquetes” o “agregados” de la fase densa. Los agregados consisten en un conjunto de partículas y gas intersticial que es desplazado, en conjunto, por efecto del pasaje de las burbujas. Se asume que su temperatura es igual a la temperatura promedio del lecho T_F en el momento de alcanzar la superficie sumergida. Los agregados permanecen un cierto tiempo en contacto (t_c) con la superficie durante el cual intercambian calor con la misma. Al cabo del tiempo t_c , el agregado retorna al seno del lecho nuevamente por acción de las burbujas retomando la temperatura promedio en el mismo. Este ciclo se repite con una frecuencia igual a la correspondiente al pasaje de las burbujas.

Durante el transcurso del tiempo de contacto se considera que el agregado se mantiene inmóvil sobre la superficie. Debe aclararse que dado que no todos los agregados permanecen el mismo lapso en contacto con la superficie, existe una distribución de tiempos de contacto. A los fines prácticos se emplea el valor medio de la misma.

IV.4.2 Evaluación de la velocidad de transferencia de calor

La velocidad de transferencia de calor entre un lecho fluidizado por gas en régimen de burbuja y una superficie sumergida de área expuesta (S) puede ser definida sobre la base de la diferencia entre la temperatura de la pared de la superficie de intercambio T_w , y la temperatura en el seno del lecho T_F ,

$$Q = h S (T_F - T_w) \quad (IV.8)$$

donde h es el coeficiente global de transferencia de calor entre el lecho y la superficie.

Los agregados de la fase densa y las burbujas están alternativamente en contacto con la superficie de intercambio durante tiempos cortos, por ende las distancias de penetración térmica son entonces mucho menores que el tamaño de las burbujas o de los agregados, permitiendo que ambas fases intercambien calor independientemente con la superficie. El coeficiente h puede, entonces, expresarse como la contribución de dos términos,

$$h = h_D (1 - f_{Bw}) + h_B f_{Bw} \quad (IV.9)$$

donde el h_D y h_B son los coeficientes de transferencia de calor en la fase densa y en la fase burbuja, respectivamente, y f_{Bw} es la fracción de burbujas sobre la pared.

En general, el aporte a la transferencia asociado a la fase densa es el relevante.

IV.4.3 Dependencia de la velocidad de transferencia de calor con las principales variables operativas

Para analizar cualitativamente como influyen las variables operativas y geométricas más importantes (presión, temperatura, tamaño de pastilla y velocidad del gas), sobre la velocidad de transferencia de calor hacia las paredes, es necesario interpretar el comportamiento de los mecanismos elementales intervinientes. En el

análisis siguiente se ignorará el aporte del mecanismo de transferencia radiante, significativo a altas temperaturas ($T_F > 600$ °C) y el aporte a la transferencia del vinculado a la fase burbuja.

El efecto del tamaño de relleno puede visualizarse en forma simplificada definiendo en primera instancia dos coeficientes de transferencia de calor asociados a la resistencia al transporte de energía entre la fase densa y la pared del lecho. Los coeficientes son h_{wp} y h_{wg} . El valor $(1/h_{wp})$ tiene en cuenta la resistencia a la transferencia de calor por conducción de la fina capa de gas que separa la pared y de la capa de pastillas adyacente a la misma y $(1/h_{wg})$ considera la resistencia a la transferencia de calor por convección del flujo de gas intersticial en contacto con la superficie sumergida. La relación precisa de los coeficientes h_{wp} y h_{wg} con el coeficiente h será desarrollada en el Capítulo V. Para la presente descripción es suficiente visualizar solamente que los mecanismos que definen h_{wp} y h_{wg} actúan en paralelo y por lo tanto el valor del coeficiente global resultará de la combinación aditiva de las contribuciones originadas por cada mecanismo.

Puede comprobarse experimentalmente que existe un máximo en el coeficiente global de transferencia, h_{max} , cuando se lo grafica en función de la velocidad de exceso, $U - U_{mf}$ para un dado diámetro de partícula, d_p [Molerus, 1993]. En la Figura IV.2 (extraída de Baskakov y col., 1973) se presenta la curva resultante de graficar h_{max} vs d_p en la cual pueden distinguirse claramente tres regiones.

Una primera región (curva indicada en línea punteada) extendida hasta el máximo que corresponde a polvos del tipo Geldart C de difícil fluidización, que generan agregados y desarrollan canalizaciones en el lecho. A diámetros de pastilla relativamente mayores (región decreciente de la curva entre el máximo y el mínimo - polvos del tipo Geldart A y B) resulta dominante el mecanismo asociado a la transferencia entre la pared y la capa de pastillas adyacente a la misma, h_{wp} . En este caso $h_{wp} \gg h_{wg}$ debido a que h_{wp} es alto para pequeños diámetros y simultáneamente h_{wg} es bajo dado que la velocidad del gas resulta próxima a U_{mf} . Conforme d_p crece, h_{wp} disminuye y h_{wg} aumenta, siendo preponderante el primer efecto, situación que conduce al mínimo en la curva h_{max} vs d_p (véase la Figura IV.2). A partir del valor mínimo de h_{max} se invierte la tendencia siendo el aumento de h_{wg}

más importante que la disminución de h_{wp} , esta región corresponde a partículas tipo D de Geldart.

Las variables operativas temperatura y presión del gas modifican la velocidad de transferencia de calor a través de su influencia en las propiedades físicas de ambas fases y parámetros de transporte del gas.

Un aumento de la temperatura provoca un aumento en h_{wp} debido al incremento en k_g y una disminución en h_{wg} , dado que si bien aumenta k_g disminuyen ρ_g , C_{pg} y U_D (por disminución del número de Arquímedes, véase la ecuación IV.1), prevaleciendo este último efecto. De esta manera, se presenta un aumento del coeficiente h_{max} en la zona de menores diámetros (zona donde prevalecen los mecanismos conductivos), una disminución del mismo a mayores diámetros (zona donde es relevante la convección) y un desplazamiento del mínimo de curva misma a diámetros de partícula mayores. El análisis anterior no incluye los efectos radiantes, un incremento de temperatura en condiciones en que la radiación sea significativa conduce a un aumento de h_{max} para todos los tamaños de partícula (véase el apartado V.2.1).

El efecto del aumento en la presión se traduce en un incremento en el valor de h_{wg} , asociado a un aumento de ρ_g y U_D (aumenta el número de Arquímedes), mientras que el coeficiente h_{wp} prácticamente no varía, razón por la cual la velocidad de transferencia se incrementa y el mínimo de la curva h_{max} vs. d_p se presenta a tamaños de partícula relativamente más pequeños.

Para analizar la influencia del flujo de gas sobre la velocidad de transferencia de calor es conveniente interpretar el efecto de esta variable sobre las contribuciones al coeficiente de transferencia global. Si bien para realizar un estudio riguroso de esta problemática debería apelarse a los conceptos vertidos en el Capítulo V es factible, en primera instancia, adelantar algunas conclusiones. El aporte combinado de la convección del gas en la fase densa y la contribución asociada a la fase burbuja (h_B) presenta una muy ligera dependencia con el flujo de gas, razón por la cual permanecen aproximadamente sin cambios ante un aumento en la velocidad de pasaje. No así el aporte de las partículas de la fase densa, ya que un aumento en la velocidad del gas provoca una disminución del tiempo de contacto y consecuentemente un aumento de la contribución asociada a este mecanismo.

Adicionales incrementos de la velocidad provocan una disminución de la fracción de sólidos en el lecho y, particularmente sobre la pared, lo que revierte la tendencia señalada.

En la Figura IV.3 se muestra el comportamiento de la relación entre el coeficiente de transferencia y su valor máximo respecto del cociente entre la velocidad superficial y la de mínima fluidización. En los sistemas de lecho fijo (línea a trazos) con flujo descendente de gas se produce un aumento monótono del coeficiente con la velocidad del gas, mientras que en los lechos fluidizados (línea continua), dependiendo del diámetro de partícula, pueden presentarse distintas situaciones.

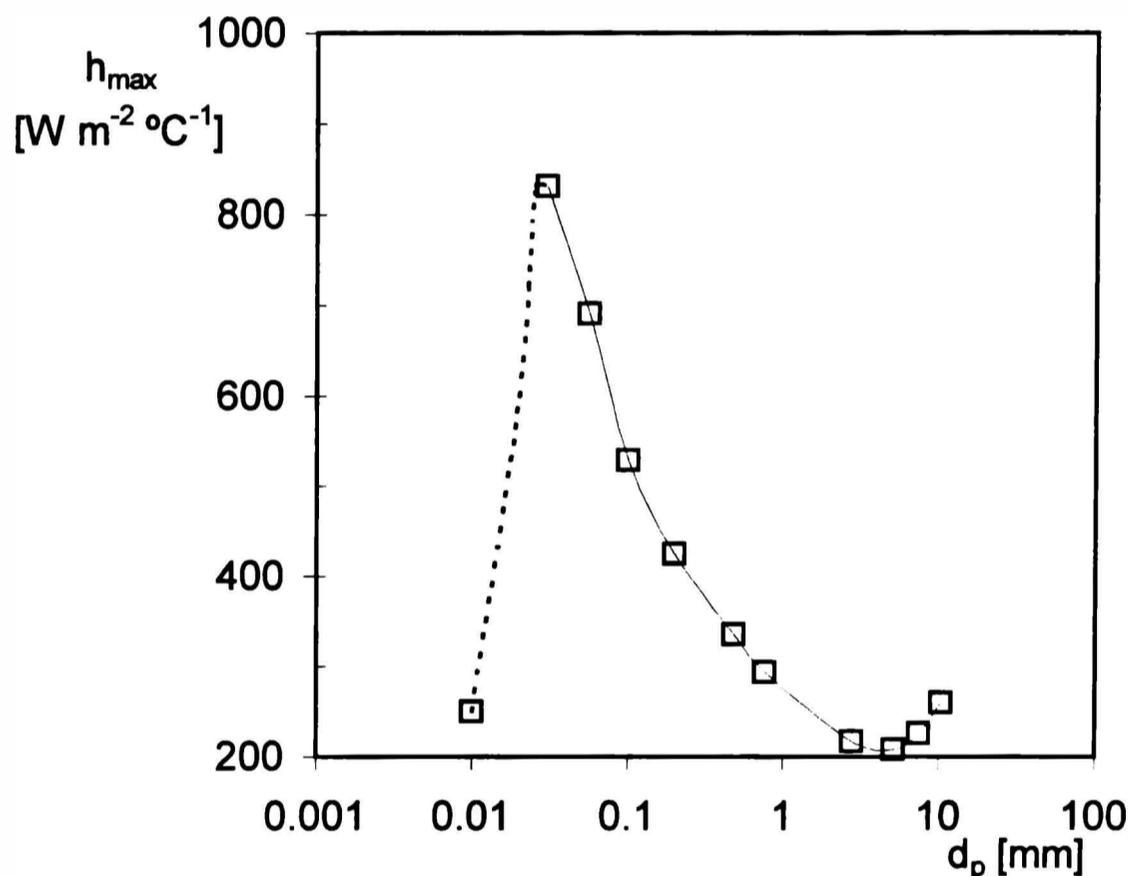


Figura IV.2.: Máximo coeficiente de transferencia vs. diámetro de partícula (extraída de Baskakov y col., 1973)

Para partículas grandes (curva 1) la curva se aparta de la correspondiente a los lechos fijos adoptando un valor asintótico. Para partículas pequeñas, superada la condición de mínima fluidización se produce un aumento abrupto del coeficiente hasta alcanzar el valor máximo, punto a partir del cual comienza a disminuir lentamente.

El hecho de que la contribución asociada a las partículas resulte dominante en el caso de pequeños d_p justifica el incremento abrupto del coeficiente global mostrado

en la curva 2. En contraste con la situación descrita anteriormente, siendo despreciable la contribución de los sólidos para las partículas de mayor tamaño resulta el comportamiento mostrado en la curva 1.

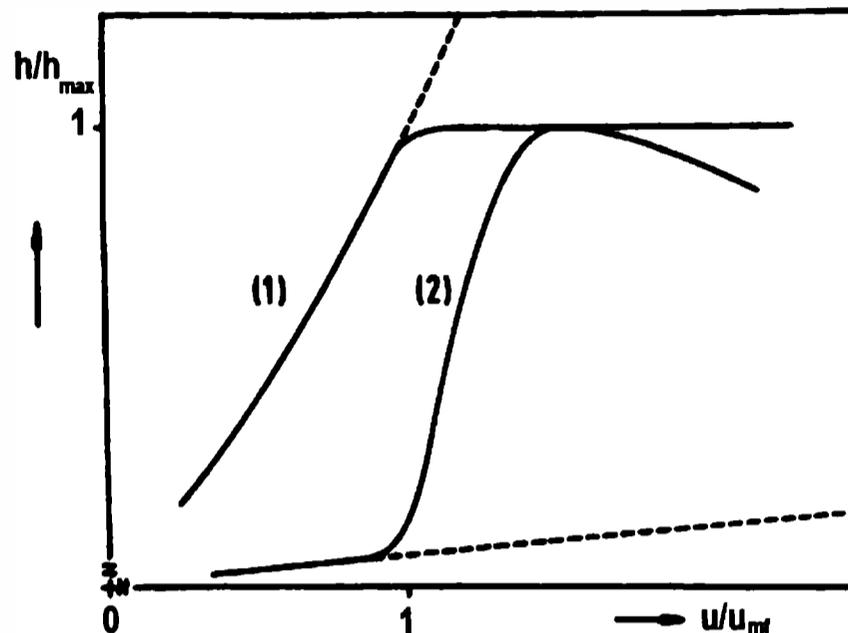


Figura IV.3.: Coeficiente global de transferencia de calor vs. velocidad superficial de gas. (extraída de Molerus, 1992).

Curva (1)	Partículas grandes ($d_p > 1 \text{ mm}$)
Curva (2)	Partículas pequeñas ($d_p < 100 \mu\text{m}$)
—	Lecho Fluidizado por gas
—	Lecho Fijo con flujo descendente de gas

IV.5 CONCLUSIONES

En este Capítulo se revisaron someramente las aplicaciones de los lechos fluidizados por gas haciendo especial énfasis en su excelente capacidad para promover el contacto entre fases y transferir calor, asociada directamente al movimiento recirculatorio de las partículas dentro del lecho. En este contexto se describió de que manera la presencia de las burbujas en estos sistemas desempeña un rol crucial en el comportamiento de los parámetros de transporte, poniendo de manifiesto la indisoluble vinculación entre la fluidodinámica y la transferencia de energía. Se identificaron los mecanismos elementales responsables del transporte de energía y por medio de los mismos se analizó cualitativamente el comportamiento

Transferencia de calor en lechos fluidizados

Capítulo IV. Antecedentes en el tema

térmico de los lechos fluidizados con relación a las principales variables operativas (presión, temperatura, tamaño de relleno y velocidad de operación).

Capítulo V

*Modelo global
de transferencia de calor*

Capítulo V. Modelo global de transferencia de calor

V.1 INTRODUCCIÓN

Como fuera expuesto en el Capítulo anterior en condiciones operativas industriales la convección en el gas intersticial, la conducción y radiación pueden contribuir significativamente al valor del coeficiente global de transferencia de calor en la fase densa, h_D . La importancia relativa de la convección en el gas y de la conducción está determinada principalmente por el tamaño de las partículas del lecho, este hecho se debe a que las velocidades intersticiales de gas en la fase densa están estrechamente vinculadas a las velocidades de mínima fluidización, y éstas a su vez, aumentan con el diámetro de la partícula, d_p . Simultáneamente, la contribución conductiva disminuye con d_p conforme el espacio de gas confinado entre la pared y la primera capa de partículas se incrementa. Así, el efecto convectivo resulta dominante para $d_p > 2-3$ mm, y las partículas permanecen esencialmente a la temperatura del seno del lecho T_F . Al contrario, sólo la contribución conductiva es significativa para tamaños de partícula menores que $d_p = 0.3-0.4$ mm. Los límites de tamaño de partícula precisos para estos regímenes varían según la temperatura y presión de operación, un aumento importante en la presión conduce a un incremento en la contribución convectiva del gas mientras que un aumento en la temperatura opera en forma opuesta.

Existen muchos modelos mecanísticos en la literatura para evaluar las velocidades de transferencia de calor que ignoran el efecto convectivo del gas, pero su finalidad está restringida a analizar el comportamiento de sistemas de partículas pequeñas. Por otro lado, se han desarrollado otros modelos o expresiones empíricas para considerar el efecto convectivo en el gas solamente; estos evalúan las velocidades de transferencia de calor en condiciones de mínima fluidización, a partir de resultados de la transferencia de materia (asumiendo una analogía entre los procesos de transferencia de calor y materia), o considerando partículas isotérmicas a T_F . Los resultados obtenidos vía evaluación independiente para los

efectos conductivo y convectivo son entonces adicionados para obtener h_D . Debe notarse, sin embargo, que los campos de temperatura empleados en ambos casos no se corresponden [Mazza y col., 1997a].

Respecto de la transferencia de calor por radiación, frecuentemente se ha evaluado con la suposición de un comportamiento isotérmico del lecho. En algunos casos, se han planteado los mecanismos radiantes y conductivos acoplados, ignorando el aporte convectivo de la fase gas (pueden verse las correspondientes referencias en Mazza y col., 1997a, y Flamant y col., 1994)

Flamant y col. (1993a, 1993b), Mazza y Barreto (1994a) y Mazza y col. (1997a) han desarrollado recientemente modelos mecanísticos que tienen en cuenta en forma simultánea las tres contribuciones y sus interrelaciones. La importancia de este tipo de modelos reside en la posibilidad de disponer de una formulación unificada que cubre desde el régimen de convección en el gas (partículas grandes) hasta el régimen puramente conductivo (partículas pequeñas) bajo cualquier nivel de temperatura y presión a partir de una descripción generalizada del problema.

En este Capítulo se presenta un modelo mecanístico para evaluar las velocidades de transferencia de calor entre la fase densa de un lecho fluidizado por gas y una superficie sumergida. Este modelo, llamado Modelo Heterogéneo Generalizado (MHG), se formula en términos de las propiedades térmicas efectivas para las partículas y el gas intersticial. El objetivo planteado es proponer una herramienta capaz de predecir las velocidades de transferencia de calor incluyendo simultáneamente los efectos conductivos, convectivos en el gas y radiantes (en la fase densa), así como también sus interacciones. Como resultado de trabajos anteriores, se cuenta con expresiones adecuadas para evaluar el aporte radiante y el convectivo en el gas, y en el Capítulo VI de la presente Tesis se propone una expresión para el coeficiente de transferencia entre la pared y la primera capa de partículas (h_{wp}).

En referencia a los parámetros fluidodinámicos, se desarrollan nuevas expresiones para el cálculo del tiempo de contacto, t_c y de la fracción de burbuja sobre la pared, f_{Bw} .

V.2 DESCRIPCIÓN Y FUNDAMENTOS DEL MODELO HETEROGENEO GENERALIZADO (MHG)

Se han presentado las bases para el MHG y su formulación matemática en una reciente contribución [Mazza y col., 1997a] y en la Tesis Doctoral de Mazza (1993); no obstante algunos aspectos fueron discutidos y analizados en trabajos anteriores.

Las propiedades térmicas efectivas que se consideran para el aporte convectivo del gas en el MHG se evaluaron previamente [Mazza y Barreto, 1988], utilizando datos de transferencia de calor para partículas grandes y presiones elevadas. Las expresiones para los parámetros de transferencia de calor radiantes fueron obtenidas en forma teórica [Mazza y col., 1991] y su consistencia fue demostrada comparando los flujos radiantes predichos con los experimentales [Mazza y Barreto, 1994b].

Como se anticipara en el Capítulo IV, la velocidad de transferencia de calor entre una superficie sumergida y un lecho fluidizado puede ser expresada como la suma de dos aportes, uno correspondiente a la fase densa y otro a la fase burbuja. Resultando el primero relevante por su magnitud. Consecuentemente cualquier intento de modelar el fenómeno de transferencia debe centrar la atención en esta contribución.

Ya fue mencionado que la transferencia de calor desde o hacia una superficie sumergida tiene lugar mediante tres mecanismos: conducción transiente en las partículas sólidas (causada por el movimiento de las mismas), convección en el gas intersticial y radiación. Paralelamente, el gas intersticial y las partículas intercambian calor y la radiación depende del nivel térmico resultante en las mismas. Esto hace que los fenómenos se presenten acoplados. A pesar del acoplamiento pueden identificarse tres contribuciones al flujo térmico en la pared, y en consecuencia, al coeficiente de transferencia h_D , asociado a la fase densa, cada una de ellas representativa de los mecanismos involucrados en el intercambio térmico:

$$h_D = h_{p,D} + h_{g,D} + h_{rad,D} \quad (V.1)$$

Para analizar el proceso de transferencia de calor entre la fase densa y una

superficie sumergida en un lecho fluidizado, es necesario adoptar un enfoque apropiado para describir la estructura física de las fases, sólida y gas, en un agregado genérico correspondiente a la fase densa.

V.2.1 Fase sólida

Para describir la estructura de la fase sólida pueden emplearse dos alternativas distintas:

- Puede considerarse la misma como un medio pseudo-continuo, empleando el enfoque originalmente propuesto por Mickley y Fairbanks (1955).
- Puede postularse la existencia de múltiples capas de partículas paralelas a la superficie sumergida. Este modelo fue presentado por Gabor (1970).

El primer enfoque ha sido utilizado ampliamente en la literatura [Mazza y Barreto, 1993]. En la formulación básica, la conductividad térmica efectiva y la capacidad calorífica del medio pseudo-continuo se suponen uniformes.

En la segunda alternativa, se consideran la conducción en el interior de las pastillas de cada capa y la conducción a través del gas contenido en el espacio interparticular alrededor de los puntos de contacto entre capas. La transferencia de calor entre la primera capa y la superficie sumergida, se tiene en cuenta a través de un coeficiente de transferencia de calor específico.

Numerosos estudios experimentales muestran la existencia de una capa de pastillas altamente ordenada en contacto con la superficie de intercambio o la pared del recipiente. A partir de esta primera capa de pastillas pueden reconocerse una segunda y aunque de manera más difusa, una tercera capa de pastillas, consistentes con la forma oscilatoria amortiguada del perfil experimental de porosidades en los lechos rellenos [Mariani y col., 1999; Mazza y col., 1991]. En este contexto, es razonable pensar que el enfoque pseudo-continuo resulte adecuado a partir de una cierta distancia de pared, y el modelo de estratos para describir el comportamiento del sistema hasta dos o tres diámetros de partícula desde la pared. De esta forma, se genera un tercer enfoque basado en la combinación de los dos modelos básicos. Este nuevo modelo considera dos zonas, una que abarca la capa de partículas adyacente a la pared y otra consistente en el

resto del agregado de la fase densa representado a través de un medio pseudo-continuo.

Se compararon los resultados de las predicciones alcanzadas empleando los tres modelos [Mazza y Barreto, 1993] y suponiendo valores equivalentes para sus parámetros térmicos, encontrándose diferencias significativas en los valores predichos del coeficiente de transferencia de calor global al utilizar el modelo pseudo-continuo (MPC) y el modelo de múltiples capas de partículas (MCM). Las diferencias registradas se ubican en un rango de 30-42% para los intervalos $220\text{ °C} < T_F < 1220\text{ °C}$ y $0.5\text{ mm} < d_p < 1.5\text{ mm}$. Para la componente radiante, $h_{\text{rad,D}}$, las diferencias son mayores (alcanzando 60-160%) y más sensibles a las variaciones de d_p y T_F .

Por otro lado, los resultados obtenidos para ambos coeficientes, h_D y $h_{\text{rad,D}}$, con el MCM y con el modelo de dos zonas son completamente comparables. Se analizaron los resultados correspondientes a tres valores de d_p (0.5, 1 y 1.5 mm) variando la temperatura del lecho en el intervalo $220\text{ °C} < T_F < 1220\text{ °C}$. El máximo error detectado para el coeficiente de transferencia de calor global resultó 6.9% mientras que para la contribución radiante, el máximo error fue del 12% a una temperatura del lecho de 1220 °C.

De lo anteriormente expuesto puede concluirse que la diferencia más significativa entre el modelo pseudo-continuo y el de las capas múltiples corresponde a la capa de pastillas adyacente a la pared, mientras que el resto de la fase densa puede ser modelado equivalentemente por las alternativas pseudo-continuo ó de capas múltiples.

La razón por la cual el efecto de la inclusión de la primera capa de partículas es decisivo en la estimación del coeficiente de transferencia puede ser explicado cualitativamente considerando que en condiciones operativas normales la distancia de penetración térmica es del orden de un diámetro de la partícula.

Consecuentemente, los resultados del modelo planteado dependerán significativamente del valor de la conductividad térmica en esta región. Para el enfoque pseudo-continuo, se emplea la conductividad térmica efectiva global del lecho, mientras que para el MCM se utiliza la conductividad térmica de la fase sólida. Normalmente esta última es, al menos, un orden de magnitud mayor. Por

consiguiente, las velocidades de transferencia de calor obtenidas con el MPC son ostensiblemente menores. Para valores de conductividad térmica del sólido suficientemente altas, se alcanza un perfil plano de temperatura en la primera capa.

En la Figura V.1 se muestran esquemáticamente los perfiles de temperatura. La temperatura de las partículas en la primera capa, T_p , se supone uniforme. El salto térmico a ambos lados, $(T_w - T_p)$ y $(T_p - T_D)$ se produce por la resistencia de los espacios de gas que rodean los puntos del contacto entre la primera capa y la superficie, y, entre la primera capa y las partículas inmediatas siguientes. A partir de la capa de pastillas adyacente a la pared, el perfil de temperatura no presenta variaciones significativas, circunstancia que permite representarlo razonablemente bien por medio de un modelo de tipo pseudo-continuo.

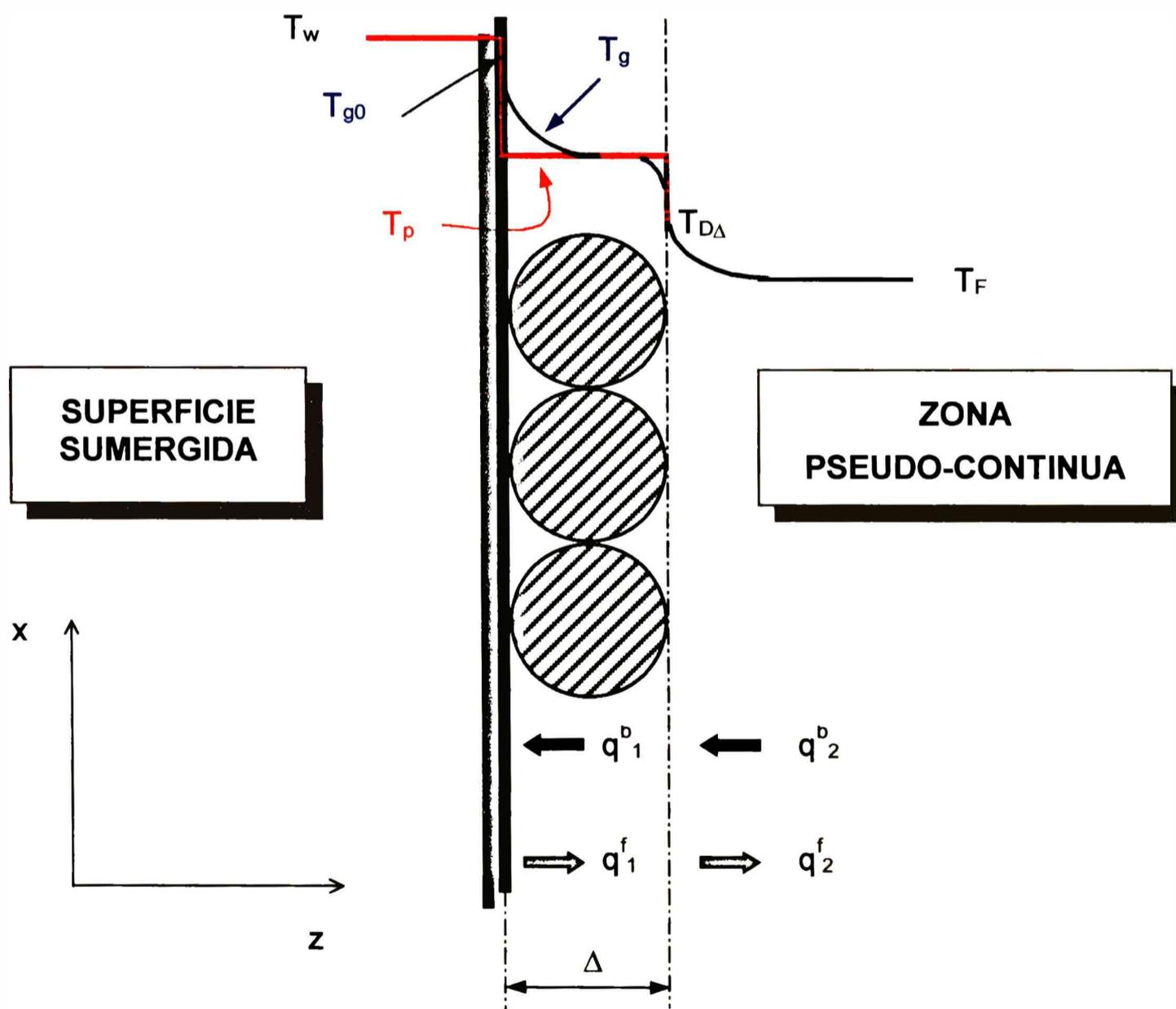


Figura V.1. Esquema representativo de la capa de pastillas adyacente a la pared y los correspondientes perfiles de temperatura

Con respecto a la transferencia de calor radiante, la capa de gas involucrada en el proceso es lo suficientemente pequeña desde el punto de vista óptico como para poder ignorar su participación directa, debido a las pequeñas longitudes de penetración térmica. El flujo radiante dependerá solamente de las propiedades y condiciones de las superficies sólidas. Si las partículas se comportan como medios opacos, como en muchos casos prácticos, la transferencia de calor radiante será debida principalmente al intercambio entre la primera capa de partículas y la pared.

Para la mayoría de las aplicaciones prácticas, la pared puede tratarse como un cuerpo gris emisor-absorbente de energía radiante.

Si bien la radiosidad (suma de la emisión propia y la energía reflejada) de la pared no es uniforme, ya que en las cercanías de los puntos de contacto la reflexión es mayor que en las zonas donde hay "huecos", puede suponerse como una primera aproximación que el flujo de energía proveniente de la pared tiene intensidad uniforme y que su distribución direccional responde a la ley del coseno. Este flujo se distribuye sobre la capa de pastillas en una fracción absorbida, una reflejada y una transmitida (a_L : absorptividad, r_L : reflectividad, t_L : transmisividad). Estas fracciones dependen sólo de las propiedades radiantes de las partículas y de su concentración en la capa [Mazza y col., 1991]. De acuerdo a las leyes de Kirchoff en condiciones de equilibrio térmico se tiene $e_L = a_L$.

La evaluación de la interacción entre la primera capa de pastillas y la radiación proveniente del interior del lecho es menos crítica. Una aproximación razonable se logra asumiendo que la radiación proveniente del interior del lecho es de intensidad uniforme y su distribución corresponde a la ley del coseno. De esta manera, pueden emplearse los mismos valores de a_L , r_L , t_L calculados con relación a la pared. El transporte radiante en la zona pseudo-continua puede evaluarse empleando una conductividad efectiva radiante adecuadamente definida. La similitud de los resultados alcanzados para el intercambio radiante entre el MCM y el modelo de las dos zonas confirma que el efecto más importante es debido al intercambio radiante entre la primera capa de partículas y la pared.

En función de su simpleza desde el punto de vista matemático y teniendo en cuenta los excelentes resultados provistos por el mismo, se adoptó el enfoque de dos zonas para utilizarlo en el planteo del modelo global.

V.2.2 Fase gas

Debido a los distintos mecanismos de transferencia actuantes en las fases presentes deben esperarse en la zona cercana a la superficie de intercambio campos de temperatura diferentes en las partículas y en el gas intersticial. Las partículas intercambian calor con la pared a través de los espacios de gas que rodean los puntos de contacto partícula-superficie, zona en que los efectos convectivos están esencialmente ausentes como consecuencia de la fricción ofrecida por las superficies sólidas. En el gas, la transferencia de calor tiene lugar a través de una capa límite térmica confinada a una pequeña distancia desde la pared. La diferencia de temperatura entre ambas fases (véase la Figura V.1) disminuye gradualmente conforme aumenta la distancia desde la pared como resultado del intercambio de calor entre el gas y las partículas.

Para describir el comportamiento térmico del gas en la primera capa de pastillas se emplea una descripción continua para el gas intersticial, con velocidad superficial uniforme U_g y conductividad térmica efectiva k_{eg} , acoplada a un coeficiente de transferencia de calor h_{wg} en la pared (representativo de la capa límite térmica en la superficie). El intercambio de calor entre las partículas y el gas es tenido en cuenta a través de un coeficiente de transferencia en la interface gas-partícula h_{pg} .

Empleando correlaciones existentes para los parámetros h_{wg} , k_{eg} y h_{pg} puede mostrarse que las diferencias apreciables de temperatura entre el gas y el sólido se extienden sólo hasta alrededor de un radio de partícula desde la pared [Flamant y col., 1993a, 1993b, 1992; Mazza y Barreto, 1988].

Resulta claro de la discusión anterior que fuera de la zona determinada por la primera capa de pastillas, puede asumirse igualdad de temperaturas entre el gas y las partículas. Esto permite que la zona pseudo-continua previamente definida con respecto al comportamiento de las partículas, pueda tratarse como un medio pseudohomogéneo, es decir sin distinguir entre las fases.

Si se supone continuidad de temperaturas entre el gas en la primera zona y la zona pseudo-continua, existirá una diferencia de temperatura entre el gas y la cara posterior de las partículas de la primera capa, debido al salto de temperatura entre la primera capa de partículas y el límite de la zona pseudo-continua. Sin embargo,

esta diferencia es más pequeña que la correspondiente en la cara frontal (adyacente a la pared) y presenta una escasa incidencia en la evaluación de la velocidad de transferencia de calor.

V.3 FORMULACIÓN DEL MHG PARA LA FASE DENSA

Se considera una superficie vertical de longitud L_w en contacto con un agregado de la fase densa que permanece sobre la misma un tiempo t_c durante el cual se produce un intercambio de energía. Transcurrido este tiempo, el agregado es removido por el pasaje de burbujas y enviado al seno del lecho donde recupera la temperatura media del mismo. En el análisis siguiente se tienen en cuenta las variaciones en las direcciones normal y paralela a la superficie.

La variación paralela a la superficie de los campos de temperatura es originada por el flujo de gas que renueva térmicamente la masa de gas en contacto con la pared. Este aporte resulta de cierta significación sólo para pequeñas longitudes (L_w) de la superficie de intercambio y para valores altos de la velocidad del gas intersticial, tal es el caso de las partículas de gran tamaño [Mazza y Barreto, 1988]. Los efectos conductivos en sentido paralelo a la pared (en el sólido y en el gas para la zona adyacente a la pared y en la zona pseudohomogénea) son ignorados en la formulación del modelo, debido a que su efecto es siempre despreciable.

Basado en la descripción llevada a cabo en la sección anterior, el agregado de la fase densa es modelado como una capa de partículas paralela a la pared de la superficie sumergida llamada Zona Heterogénea, seguida por el medio pseudocontinuo que representa el resto del agregado (Zona Pseudohomogénea).

Se reconocen campos de temperatura diferentes para el sólido y el gas en la Zona Heterogénea. La ecuación de conservación para la capa de partículas se escribe en términos de la temperatura media volumétrica de las partículas, T_p y se emplean los siguientes coeficientes de transferencia de calor basados en T_p :

- h_{wp} (intercambio de calor entre la capa de partículas y la superficie sumergida)
- h_L (intercambio de calor entre la capa de partículas y la Zona Pseudohomogénea)
- h_{pg} (intercambio de calor entre la capa de partículas y el gas intersticial)

Las propiedades radiantes de la capa de pastillas son definidas por a_L , r_L , t_L , en referencia a los flujos radiantes, q_1^f , q_2^b , hacia la capa desde la izquierda y desde la derecha (véase la Figura V.1). Para la emisión desde la capa de partículas hacia la superficie se emplea una temperatura media de la cara frontal, T_{rad} , mientras que para la emisión hacia la Zona Pseudohomogénea se utiliza la temperatura media de la pastilla, T_p . T_{rad} se relaciona con T_p del siguiente modo:

$$T_{rad} = T_p - \Phi (T_p - T_w) \quad (V.2)$$

según se desarrolla en el apartado VI.3.2.1, donde se explicita como se evalúa el coeficiente Φ .

Se adopta una descripción continua para el gas intersticial en la zona Heterogénea, razón por la cual es necesario definir el espesor, Δ , ocupado por esta zona. En la misma se emplean propiedades termofísicas efectivas uniformes y se supone continuidad de temperatura entre el gas y la Zona Pseudohomogénea.

En la zona Pseudohomogénea no se distinguen las temperaturas en el gas y en el sólido y se emplea una conductividad térmica efectiva que incluye los aportes conductivos, convectivos y radiantes a la transferencia de calor.

Ecuación de conservación para la capa de partículas adyacente a la pared

$$\frac{1}{6} \pi C_{P,p} N_p d_p^3 \frac{\partial T_p}{\partial t} = h_{wp} (T_w - T_p) - h_L (T_p - T_{D\Delta}) + H_{pg} (\bar{T}_g - T_p) + \Delta q_2 - \Delta q_1 \quad (V.3)$$

donde $\Delta q_1 = q_1^b - q_1^f$ $\Delta q_2 = q_2^b - q_2^f$ (véase la Figura V.1), $H_{pg} = \pi N_p d_p^2 h_{pg}$, N_p es el número de partículas en la capa por unidad de área, y

$$\bar{T}_g = \frac{\int_0^{\Delta} T_g dz}{\Delta} \quad (V.4)$$

Ecuación de conservación para el gas intersticial en la Zona Heterogénea

$$C_{P,g} \left[\varepsilon_g \frac{\partial T_g}{\partial t} + U_g \frac{\partial T_g}{\partial x} \right] = k_{eg} \frac{\partial^2 T_g}{\partial z^2} + \frac{H_{pg}}{\Delta} (T_p - T_g) \quad 0 \leq z \leq \Delta \quad (V.5)$$

donde la porosidad en la Zona Heterogénea ε_g se relaciona a Δ y N_p según

$$\varepsilon_g = 1 - \pi N_p d_p^3 / (6\Delta) \quad (V.6)$$

La ecuación (V.5) está sujeta a las siguientes condiciones de borde (x es la coordenada vertical a lo largo de la superficie sumergida, $0 < x < L_w$)

$$T_g = T_F \quad \text{para} \quad x = 0 \quad (V.7.a)$$

$$k_{eg} \frac{\partial T_g}{\partial z} = h_{wg} (T_{g0} - T_w) \quad \text{para} \quad z = 0 \quad (V.7.b)$$

donde $T_{g0} = T_g(0)$ es la temperatura del gas en la pared.

$$T_g = T_D \quad \text{para} \quad z = \Delta \quad (V.7.c)$$

Ecuación de conservación para la Zona Pseudohomogénea ($z > \Delta$)

$$\left(C_{P,D} \frac{\partial T_D}{\partial t} + C_{P,g} U_D \frac{\partial T_D}{\partial x} \right) = k_e \frac{\partial^2 T_D}{\partial z^2} \quad \Delta < z < \infty \quad (V.8)$$

donde $C_{P,D}$ es la capacidad calorífica promedio en la zona pseudohomogénea, dada por,

$$C_{P,D} = (1 - \varepsilon_D) C_{P,p} + \varepsilon_D C_{P,g} \quad (V.9)$$

La continuidad de flujos de calor entre las zonas Heterogénea y Pseudohomogénea puede expresarse como sigue:

$$k_e \frac{\partial T_D}{\partial z} = h_L (T_{D\Delta} - T_p) + k_{eg} \frac{\partial T_g}{\partial z} + \Delta q_2 \quad \text{para} \quad z = \Delta \quad (V.10)$$

donde $T_{D\Delta} = T_D(\Delta)$ es la temperatura en el límite de la Zona Pseudohomogénea. Finalmente,

$$T_D = T_F \quad z \rightarrow \infty \quad (V.11)$$

Las ecuaciones (V.5), (V.8) y (V.10) están sujetas a las siguientes condiciones iniciales

$$t = 0, T_D = T_p = T_g = T_F \quad (V.12)$$

Ecuación de conservación para la energía radiante

Si se considera la emisión, absorción, transmisión y reflexión causadas por la capa de partículas adyacente a la pared, las siguientes expresiones relacionan los flujos radiantes efectivos a ambos lados de la misma (véase la Figura V.1),

$$q_1^b = t_L q_2^b + r_L q_1^f + a_L \sigma T_{rad}^4 \quad (V.13.a)$$

$$q_2^f = t_L q_1^f + r_L q_2^b + a_L \sigma T_p^4 \quad (V.13.b)$$

Las condiciones de contorno para las ecuaciones (V.13a-b) son:

- En la pared, (z=0)

$$q_1^f = (1 - e_w) q_1^b + e_w \sigma T_w^4 \quad (V.14.a)$$

- En el límite de la zona Pseudohomogénea (z = Δ)

$$q_2^b = (1 - e_D) q_2^f + e_D \sigma T_{D\Delta}^4 \quad (V.14.b)$$

donde el término ($e_D \sigma T_{D\Delta}^4$) representa la emisión de la Zona Pseudohomogénea. La expresión anterior presupone que la mayor parte de la energía emitida proviene de las partículas ubicadas en el límite de la Zona Pseudohomogénea (dado que se evalúa a $T_{D\Delta}$).

Las ecuaciones (V.13.a) a (V.14.b) pueden resolverse explícitamente para los flujos de calor netos, Δq_1 y Δq_2 , que deben usarse en la ecuación (V.3)

$$\Delta q_1 = \frac{\sigma}{D} \left\{ a_L [1 + Y(a_L + t_L)] (T_{rad}^4 - T_w^4) + a_L t_L Y (T_p^4 - T_w^4) + t_L (T_{D\Delta}^4 - T_w^4) \right\} \quad (V.15.a)$$

$$\Delta q_2 = -\frac{\sigma}{D} \left\{ a_L [1 + W(a_L + t_L)] (T_p^4 - T_{D\Delta}^4) + a_L t_L W (T_{rad}^4 - T_{D\Delta}^4) + t_L (T_w^4 - T_{D\Delta}^4) \right\} \quad (V.15.b)$$

Los coeficientes D, Y y W se definen en la Tabla V.1.

Las ecuaciones de conservación formuladas constituyen un sistema transiente de ecuaciones algebraicas y diferenciales a derivadas parciales en dos direcciones espaciales (vertical y normal a la pared) que sólo puede resolverse numéricamente. Sin embargo, se consigue una solución aproximada [Mazza y col., 1997a; Mazza y Barreto, 1994b; Mazza, 1993] para el campo de temperaturas, y en consecuencia para el coeficiente de transferencia de calor h_D empleando la transformada de Laplace en ambas variables, temporal y espacial, y procediendo de manera análoga a lo explicitado en el punto VI.3.1. Mayores detalles pueden consultarse en Mazza y col. (1997a), Mazza y Barreto, (1994b), Mazza (1993). Los resultados alcanzados de esta manera difieren como máximo en un 5% comparados con los cálculos realizados numéricamente [Mazza y Barreto, 1993; Mazza, 1988].

Debe aclararse que con la finalidad de evitar la proliferación de símbolos se empleará la misma nomenclatura para los valores instantáneos y promedio (temporal y espacial) de temperaturas. De este modo, los valores medios de temperatura en la primera capa de partículas T_p , en el gas intersticial adyacente a la pared T_{g0} , y en el límite de la Zona Pseudohomogénea, $T_{D\Delta}$, se obtienen de resolver el sistema:

$$A \begin{bmatrix} T_{g0} - T_F \\ T_p - T_F \\ T_{D\Delta} - T_F \end{bmatrix} = (T_w - T_F) \begin{bmatrix} h_{wg} \\ h_{wp} \\ 0 \end{bmatrix} + \frac{\sigma}{D} R \begin{bmatrix} T_p^4 - T_w^4 \\ T_{rad}^4 - T_w^4 \\ T_D^4 - T_w^4 \end{bmatrix} \quad (V.16)$$

donde los coeficientes de las matrices A y R (3×3) se definen en la Tabla V.1.

Si las propiedades termofísicas se suponen independientes de temperatura y se ignoran los efectos radiantes, el sistema (V.16) resulta lineal en las variables T_p , $T_{D\Delta}$ y T_{g0} . En el caso general se emplea un procedimiento de prueba-y-error para resolverlo. Los valores de temperatura apropiados para evaluar las propiedades termofísicas se sugieren en Mazza y Barreto (1994b). Finalmente, basado en los valores obtenidos de temperaturas, el coeficiente global de transferencia de calor para la fase densa se evalúa utilizando la ecuación V.1 donde los componentes individuales de la misma se calculan como sigue:

$$h_{p,D} = h_{wp} (T_p - T_w) / (T_F - T_w) \quad (V.17.a)$$

$$h_{g,D} = h_{wg} (T_{g0} - T_w) / (T_F - T_w) \quad (V.17.b)$$

$$h_{rad,D} = \frac{\Delta q_1}{T_F - T_w} = \frac{\sigma}{D} \left\{ \frac{a_L [1 + (a_L + t_L) Y] (T_{rad}^4 - T_w^4) + a_L t_L Y (T_p^4 - T_w^4) + t_L (T_{D\Delta}^4 - T_w^4)}{T_F - T_w} \right\} \quad (V.17.c)$$

Tabla V.1.: Componentes de las matrices A y R

Componentes de la matriz simétrica A

$$a_{11} = h_{wg} + c_1 H_g \quad a_{12} = -H_{pg} \gamma_g (c_1 - c_2) \quad a_{13} = -c_2 H_g$$

$$a_{22} = h_{wg} + c_p + h_L + \frac{\alpha_g H_g}{1 + \alpha_g} \quad a_{23} = a_{12} - h_L \quad a_{33} = h_L + H_D + c_1 H_g$$

donde:

$$H_{pg} = \pi N_p d_p^2 h_{pg}, \quad c_p = \frac{\pi C_{p,p} N_p d_p^3}{3 t_c}, \quad H_D = \left[4 k_e \frac{(C_{p,D} / t_c + C_{p,g} U_g / L_w)}{\pi} \right]^{1/2}$$

$$c_g = 4 C_{p,g} \Delta \frac{(\epsilon_g / t_c + C_{p,g} U_g / L_w)}{\pi} \quad H_g = \left[(c_g + H_{pg}) \left(\frac{k_{eg}}{\Delta} \right) \right]^{1/2}$$

$$\alpha_g = \frac{c_g}{H_g} \quad \gamma_g = \frac{k_{eg} / \Delta}{H_g} \quad c_1 = \text{cotgh}(1/\gamma_g) \quad c_2 = \text{cosech}(1/\gamma_g)$$

Componentes de la matriz radiante R

$$b_{11} = b_{12} = b_{13} = 0$$

$$b_{21} = -a_L [1 + (a_L + t_L) W + t_L Y], \quad b_{22} = -a_L [1 + (a_L + t_L) W + t_L Y], \quad b_{23} = a_L + \phi W$$

$$b_{31} = a_L [1 + (a_L + t_L) W] \quad b_{32} = a_L t_L W \quad b_{33} = -(a_L + t_L \phi W)$$

donde:

$$D = [1 + \phi W Y + (a_L + t_L) (W + Y)] \quad \phi = a_L (a_L + 2 t_L) \quad W = \frac{1 - e_w}{e_w} \quad Y = \frac{1 - e_D}{e_D}$$

V.3.1 Parámetros del MHG

El modelo global de transferencia antes descrito involucra un número importante de parámetros de diferente naturaleza, para muchos de los cuales no existe una correlación ampliamente aceptada. A continuación se exponen los criterios empleados para estimar algunos de ellos, indicándose para los restantes su expresión y las citas específicas donde se aborda el tema.

El conjunto de parámetros involucrados en el MHG puede agruparse del siguiente modo:

- ❖ Parámetros dependientes de la estructura de la fase densa: N_p, Δ, ϵ_D
- ❖ Parámetros fluidodinámicos en la fase densa: U_D, U_g
- ❖ Parámetros térmicos en la fase densa:
 - Coeficientes de transferencia locales: $h_{wp}, h_{wg}, h_{pg}, h_L$
 - Conductividades térmicas efectivas: $k_{ep}, k_{rad}, k_{eg}, k_e$
 - Parámetros radiantes: $a_L, t_L, r_L, \epsilon_D, \Phi$
- ❖ Parámetros fluidodinámicos dependientes del comportamiento de fase burbuja: t_c, f_{Bw}

En la Figura V.2 se muestra un esquema de las dos zonas en las que se divide el agregado de la fase densa indicándose los parámetros térmicos principales.

V.3.1.1 Parámetros dependientes de la estructura de la fase densa

El balance de energía en la zona Heterogénea (ecuaciones V.3 y V.5) introduce dos parámetros estructurales: el número de pastillas en la capa adyacente a la pared, N_p , y el espesor de la zona Heterogénea, Δ . La estimación de N_p es discutida en el Capítulo VI dada su estrecha relación con el coeficiente de transferencia pared-partícula, h_{wp} ; los valores recomendados resultaron:

$$N_p = 0.58 N_{p,mf} \text{ para partículas Geldart A} \quad (\text{V.18.a})$$

$$N_p = 0.74 N_{p,mf} \text{ para partículas Geldart B y D} \quad (\text{V.18.b})$$

donde $N_{p,mf}$ se evalúa en condiciones de mínima fluidización a partir de la ecuación resultante para el modelo de capas múltiples. Se plantean distintos arreglos espaciales de partículas y se selecciona el más probable consecuente con la

información experimental [Mazza y col., 1991], finalmente,

$$N_{p,i} = 1.411(1 - \varepsilon_i)^{2/3} d_p^{-2} \quad (\text{V.18.c})$$

cuando $\varepsilon_i = \varepsilon_{mf}$ resulta $N_{p,i} = N_{p,mf}$

La expresión para Δ también puede derivarse del MCM resultando:

$$\Delta = 0.7387 (1 - \varepsilon_D)^{1/3} d_p \quad (\text{V.18.d})$$

Conocido el valor de Δ , la porosidad media en la zona heterogénea se estima a través de la ecuación (V.6).

V.3.1.2 Parámetros fluidodinámicos de la fase densa

La velocidad superficial promedio y la porosidad en el seno la fase densa, U_D y ε_D , tienen un influencia moderada sobre la velocidad de transferencia de calor, para su estimación pueden ser relacionados con las correspondientes magnitudes en las condiciones de mínima fluidización.

A la porosidad se le asigna en forma directa el valor en las condiciones de mínima fluidización,

$$\varepsilon_D = \varepsilon_{mf} \quad (\text{V.19.a})$$

Para la velocidad se emplea la ecuación propuesta por Decker y Glicksman (1983),

$$U_D = U_{mf} (1 + 2f_B) \quad (\text{VI.19.b})$$

El factor $(1 + 2f_B)$ tiene en cuenta el efecto de la presencia de burbujas, obviamente ausente en condiciones de mínima fluidización.

La incidencia de la velocidad intersticial de gas, U_g , en la zona adyacente a la pared resulta muy baja [Mazza y col., 1997a]. Esto es debido a que el término, $C_{pg} U_g$, que representa el transporte de energía por convección es bajo respecto a la capacidad calorífica de las partículas. Por lo tanto, a los fines prácticos puede considerarse que:

$$U_g = U_D \quad (\text{V.19.c})$$

Aunque existen variaciones abruptas de la velocidad local de gas en una zona extendida a lo largo de aproximadamente un diámetro de partícula desde la pared, los valores medios se aproximan a U_D [Papageorgiou y Froment, 1995].

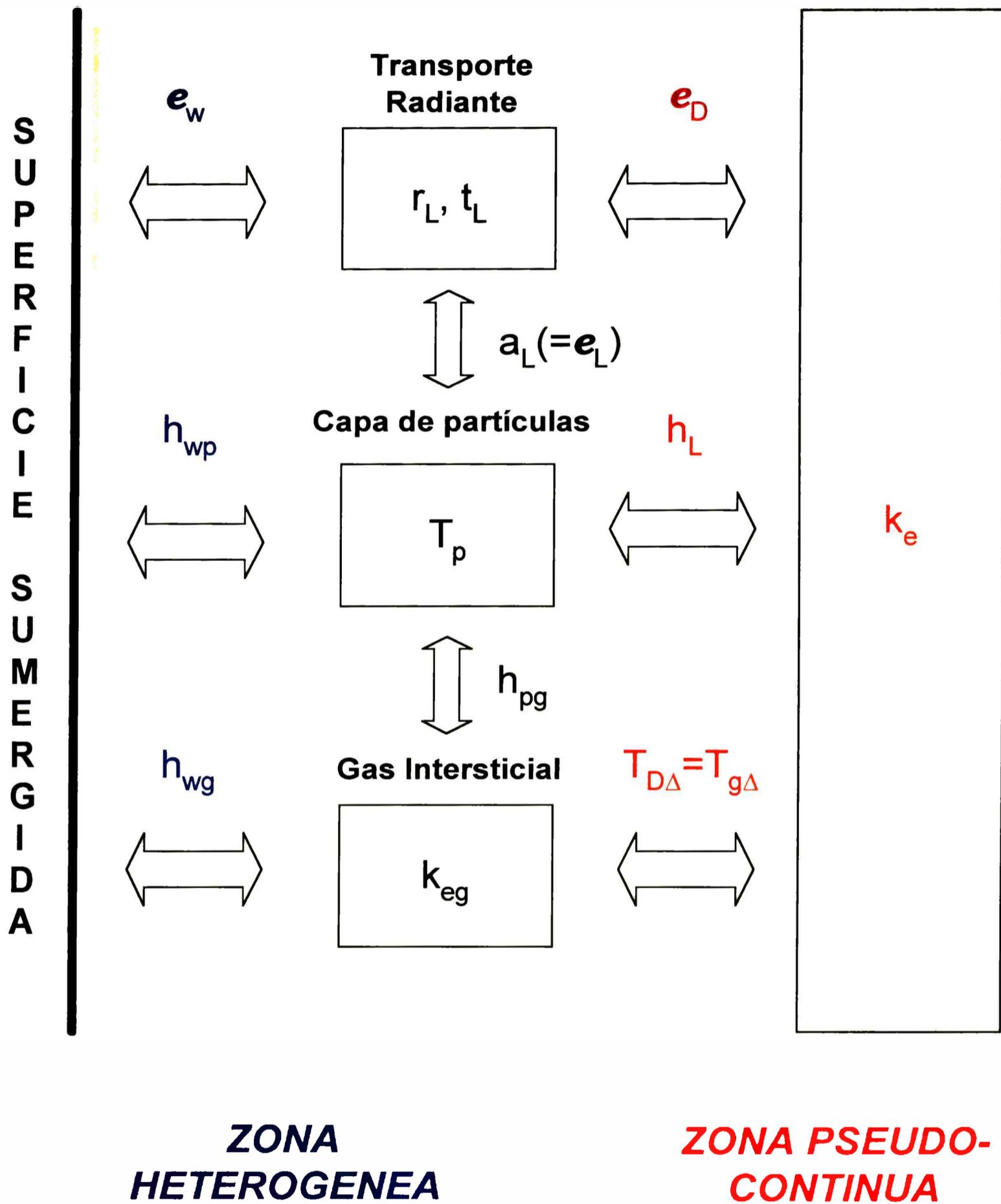


Figura V.2.: Esquema representativo del MHG con sus parámetros

Por consiguiente, mayores refinamientos para evaluar U_g no parecen relevantes, ya que si se disminuye a la mitad o se aumenta al doble el valor de U_g el valor de h_D se modifica en, a lo sumo, 2 - 3%.

V.1.1.3 Parámetros térmicos en la fase densa

Como consecuencia de lo analizado en el Capítulo VI de la presente Tesis acerca del comportamiento térmico en la zona heterogénea resulta la siguiente expresión para estimar el coeficiente de transferencia de calor entre la capa adyacente de partículas y la pared:

$$Nu_{wp} = \frac{h_{wp} k_g}{d_p} = 4f_w \left[\left(\frac{v}{v-1} \right)^2 (1+L) \ln \left(\frac{v(1+L)}{vL+1} \right) - \left(\frac{v}{v-1} \right) \right] \quad (V.20)$$

$$\text{donde: } v = \frac{K^{1.14}}{\eta}, \quad K = \frac{k_p}{k_g}, \quad Fo = \frac{k_p t_c}{C_{P,p} d_p^2}$$

$$\eta = \frac{\tanh(0.54/Fo^{0.5})}{0.54/Fo^{0.5}} \quad \text{y} \quad L = L_0 + L_s = 2 \frac{(\ell_0 + \ell_s)}{d_p}$$

El parámetro ℓ_s es un camino libre medio modificado que considera el efecto Smoluchowski y ℓ_0 es la mínima separación efectiva entre la capa adyacente de partículas y la pared. A partir de valores experimentales de Nu_{wp} se ajustaron los valores de ℓ_0 y N_p resultando que, para partículas esféricas o redondeadas, N_p puede estimarse a partir de las ecuaciones (V.18.a-b) y el valor de $\ell_0 = 2\mu\text{m}$.

Aunque la expresión (V.20) fue derivada asumiendo un gas intersticial estanco, puede usarse sin problemas aún cuando la convección en la fase gas es significativa, dado que la mayor cantidad de calor se transfiere a través de una región relativamente pequeña alrededor del punto de contacto entre la partícula y la pared. Decker y Glicksman (1983) mostraron que la región definida trazando un ángulo sólido de 50° respecto del centro de la partícula contribuye con aproximadamente el 80% del calor total transferido y concluyeron que la velocidad de transporte de energía asociada al flujo de gas en esta estrecha región es despreciable comparada con el aporte conductivo.

El coeficiente de transferencia de calor h_L describe la velocidad de transferencia

de calor entre la primera capa de partículas y las partículas vecinas ya pertenecientes a la zona pseudohomogénea. Este proceso tiene lugar alrededor de los puntos de contacto entre partículas, y a semejanza de h_{wp} corresponde a un mecanismo conductivo; h_L fue estimado previamente [Mazza y Barreto, 1993] mediante el modelo de capas múltiples. El coeficiente h_L se vincula a la conductividad térmica efectiva de las partículas, k_{ep} , según:

$$h_L = k_{ep} / \Delta \quad (V.21.a)$$

Esta expresión tiene implícita que la concentración de partículas en las capas corresponde al valor calculado por medio de la ecuación (V.18.d) con ε_D . Sin embargo, los valores de N_p dados para la primera capa por las ecuaciones (V.18.a y b) resultan más pequeños. Por consiguiente, es necesario efectuar una corrección a h_L . Con esta finalidad se propuso la siguiente expresión,

$$h_L = \frac{N_p}{N_{p,D}} \frac{k_{ep}}{\Delta} \quad (V.21.b)$$

donde $N_{p,D}$ surge de la ecuación (V.18.c) con $\varepsilon_i = \varepsilon_D$ y N_p de las (V.18.a y b)

Debe señalarse que cualquier refinamiento posterior en la evaluación de h_L parece no ser significativo, ya que el coeficiente de transferencia h_D muestra una baja sensibilidad con respecto a h_L . Valores de $\partial(\ln h_D) / \partial \ln h_L$ son típicamente menores que 0.1.

Como la mayor parte de la transferencia de calor radiante tiene lugar entre la pared y la superficie frontal de la partícula, puede ser significativo evaluar el flujo radiante desde de la superficie frontal de la partícula en función de T_{rad} ($\sigma \epsilon_L T_{rad}^4$), en lugar de calcularlo en función de T_p ($\sigma \epsilon_L T_p^4$), como fue supuesto previamente [Mazza y col., 1997a; Mazza y Barreto, 1994a]. Puede comprobarse que la temperatura media en la cara frontal de la partícula (enfrentada a la pared) puede diferir significativamente de la temperatura media de la partícula T_p , en particular para conductividades de partícula bajas (véase el apartado VI.3.2.1). Se alcanza una estimación de la temperatura media en la superficie frontal (ponderada por el factor de configuración local), T_{rad} , empleando la ecuación (V.2) con

$\Phi = 1.1 \frac{Nu_{wp}}{f_w K}$. donde los distintos términos están definidos del mismo modo que para

la ecuación (V.20). Se estimó que la corrección realizada a través del uso de la ecuación (V.2) es altamente precisa para predecir la transferencia de calor radiante siempre que $|T_{\text{rad}} - T_p| < 150 \text{ }^\circ\text{C}$.

Los valores de a_L , r_L y t_L se estiman de la manera descrita en el apartado 2.1 de este Capítulo, y las correspondientes expresiones se encuentran en la Tabla V.2.

Con respecto a los parámetros efectivos asociados a la fase gas, h_{pg} , h_{wg} y k_{eg} , las correlaciones dadas en la Tabla V.2 fueron discutidas en las referencias [Mazza y col., 1997a; Mazza y Barreto, 1994; Mazza, 1993; Mazza y col., 1988]. De estos parámetros el más significativo es h_{wg} .

La sensibilidad de la contribución convectiva del gas, $h_{g,D}$, respecto de h_{pg} y k_{eg} es relativamente baja. Un aumento del 100% en cualquiera de ellos respecto al valor obtenido con las correlaciones de la Tabla V.2 ocasiona un aumento de, a lo sumo, un 8% en $h_{g,D}$.

La conductividad efectiva en la zona pseudo-continua se calcula adicionando los aportes de los distintos mecanismos de la siguiente forma:

$$k_e = k_{ep} + k_{eg} + k_{\text{rad}} \quad (\text{V.22})$$

donde nuevamente para estimar cada término se emplean las correlaciones presentadas en la Tabla V.2.

V.3.1.4 Parámetros fluidodinámicos relacionados con el comportamiento de la fase burbuja

No existe, en principio, un conjunto de correlaciones universalmente aceptadas para predecir los dos parámetros fluidodinámicos más importantes, la fracción de burbuja sobre la superficie de intercambio, f_{Bw} , y el tiempo de contacto, t_c .

Las medidas experimentales de la fracción de burbuja son más abundantes que las correspondientes a los tiempos de contacto. Paralelamente, las correlaciones propuestas para interpretar los resultados muestran notables desacuerdos.

Tabla V.2.: Expresión de los parámetros térmicos

- Parámetros incluyendo los efectos convectivos [Mazza y col., 1997a]

$$Nu_{pg} = 2 + 0.6 \frac{Re_D^{0.57} Pr^{1/3}}{\epsilon_D}$$

$$Nu_{wg} = 5 \epsilon_D^{2.4} + 0.2 Re_D^{0.8} Pr^{1/3}$$

$$k_{eg} = k_g \epsilon_D + 0.1 k_g Re_D Pr$$

- Parámetros conductivos en las partículas

$$k_{ep} = 0.895 k_g \frac{1 - \epsilon_D}{[\theta (1 - K^{-1})]^2} \text{ Kunii y Smith (1960) modificada incluyendo el término}$$

$$L_s = 2 l_s / l_0$$

$$\theta \begin{cases} \theta_2 & 0.26 < \epsilon_D \\ \theta_2 + \frac{(\theta_1 - \theta_2)(\epsilon_D - 0.26)}{0.216} & 0.26 < \epsilon_D < 0.476 \\ \theta_1 & 0.476 > \epsilon_D \end{cases}$$

$$\theta_1 = 0.333 \left\{ (1 + L_s/2) \ln \left[1 + \frac{0.423(K-1)}{1+K L_s/2} - 0.423(1-K)^{-1} \right] \right\}^{-1}$$

$$\theta_2 = 0.072 \left\{ (1 + L_s/2) \ln \left[1 + \frac{0.075(K-1)}{1+K L_s/2} - 0.075(1-K)^{-1} \right] \right\}^{-1}$$

- Parámetros Radiantes [Mazza y col., 1991]

$$r_L = \frac{1}{3} \pi (1 - e_p) n_p [1 + \beta_r n_p^{1.41}], \quad a_L = \frac{1}{2} \pi e_p n_p [1 + \beta_a n_p^{1.41}]^{-1/2}, \quad t_L = 1 - r_L - a_L$$

$$\text{donde: } \beta_r = \frac{(1.456 e_p + 0.484)}{(1 + 0.16 e_p)}, \quad \beta_a = \frac{(1.967 e_p + 0.0033)}{(1 + 0.07 e_p)}, \quad e_p = a_L$$

$$n_p = N_p d_p^2 \quad e_D = 1 - \xi + (\xi^2 - 1)^{1/2} \quad \text{y } \xi = 0.5 \left[\frac{1 + r_L^2 - t_L^2}{r_L} \right]_D$$

$$k_{rad} = 4 \Delta \sigma T_F^3 \left[\frac{a_L + 2t_L}{a_L + 2r_L} \right]_D$$

La mayoría de las velocidades de transferencia de calor experimentales presentadas por Wunder (1980) que se analizan en el Capítulo VII están acompañadas por las correspondientes medidas de la expansión global del lecho. Las sondas térmicas se ubicaron en todos los casos verticalmente en una posición cercana a la mitad del lecho. Los valores medidos de la fracción de burbuja, evaluados a través de la expansión global del lecho, son considerados una estimación razonable para la fracción de burbuja al nivel de la sonda térmica. Estos valores son denotados por f_B y se usan para evaluar la velocidad de transferencia de calor de acuerdo con el modelo propuesto. Para una pequeña cantidad de casos, en donde no se informan los valores de la expansión global del lecho, la fracción f_B se estimó a través de las expresiones propuestas por Hilligardt y Werther (1986) (véase el apartado IV.3).

Los datos experimentales de f_B informados por Wunder (1980) son presentados para cada material fluidizado como una función de la velocidad de exceso, $U-U_{mf}$, empleando las ecuaciones (IV.4-7) [Hilligardt y Werther, 1986]. Puede estimarse el valor óptimo de Ψ para cada polvo con lo que se desarrolla una relación alisada para ser empleada con el modelo para el cálculo de las velocidades de transferencia de calor.

Baskakov y col. (1973) observaron burbujas intermitentes formadas debajo de las sondas verticales sumergidas en condiciones de mínima fluidización e incluso a $U < U_{mf}$. La fracción de burbujas en la superficie resulta entonces más alta que el correspondiente valor cuando la superficie no está presente. Los valores de f_B evaluados por medio de la expansión global del lecho o empleando la correlación de Hilligardt y Werther no consideran la presencia de un objeto sumergido, por ende para estimar los valores de f_{Bw} sobre la superficie sumergida, los valores de f_B tienen que ser corregidos.

La fracción f_{B0} a $U=U_{mf}$ se evalúa de los resultados informados por Baskakov y col. (1973) que pueden expresarse (Figura 2 del trabajo de Baskakov y col., 1973) como:

$$f_{B0} = \left\{ 2 + 0.87 \left[\frac{U_{mf}^2 (1-A)^2}{d_p g} \right]^{-0.4} \right\}^{-0.1} \quad (V.23.a)$$

donde A es una constante empírica cuyo valor es cercano a la unidad. El valor adoptado es 0.95.

La formación intermitente de burbujas puede ser explicada a través de un mecanismo como el que se describe a continuación: la zona de la fase densa cercana a la superficie de intercambio debe proporcionar la cantidad de gas necesaria para formar las burbujas. Esto ocasiona que al cabo de un tiempo las zonas vecinas se vacíen y la formación de burbujas se detenga hasta que se produzca el aporte desde otras regiones. A $U > U_{mf}$, puede pensarse que el gas en la fase densa no estará disponible para formar burbujas locales, debido al fenómeno denominado *through flow*. Por lo tanto, la fracción f_{Bw} debería asociarse con f_B más que con f_{B0} , consiguientemente,

$$f_{Bw} = f_{B0} \exp \left[- \left(\frac{f_B}{f_{B0}} \right)^2 \right] + f_B \quad (V.23.b)$$

que predice un valor de $f_{Bw}=f_{B0}$ cuando $f_B=0$ (condición de mínima fluidización) y hace que rápidamente $f_{Bw} \rightarrow f_B$ cuando f_B aumenta más allá de f_{B0} . El valor f_{B0} (ecuación V.23.a) disminuye con la disminución de d_p , convirtiéndose en despreciable para valores de d_p menores que alrededor de $500 \mu m$. Para partículas con $d_p > 1000 \mu m$, la contribución de f_{B0} es relevante para predecir la forma correcta de la curva experimental de h vs. $(U-U_{mf})$.

A los fines de estimar el tiempo de contacto, t_c , se contemplan dos mecanismos. Por un lado, el desplazamiento de los agregados por el pasaje de burbujas, representado por un tiempo t_B entre dos desplazamientos sucesivos para cada agregado.

El segundo mecanismo corresponde al movimiento global de empuje que ocasionan las burbujas sobre la fase densa. A causa de este fenómeno las partículas de la fase densa desarrollan, en promedio, una velocidad ascendente U_p , que resulta compensada por el descenso en las cercanías de las paredes, que no será considerado. Este mecanismo puede explicarse mejor para los lechos fluidizados en régimen slug, dado que las partículas ubicadas entre dos burbujas presentan una velocidad ascendente definida que vale:

$$u_p = U_B \quad (V.24)$$

donde U_B es en este caso la velocidad superficial de los *slugs* (burbujas cuyo diámetro coincide con el diámetro del recipiente). Debe notarse que es frecuente encontrar la expresión $u_p = (U - U_{mf})$ [Hovmand y Davidson, 1971] bajo la suposición que el flujo de gas de exceso es igual al flujo *slug*; la ecuación (V.24) evita esta suposición.

Para una sonda térmica vertical ubicada lejos de la pared, el tiempo insumido por las partículas para recorrer una distancia L_w está dado por,

$$t_p = \frac{L_w}{u_p} \quad (V.25)$$

Para un lecho fluidizado en régimen de burbuja, se supone que las velocidades medias de las partículas y, los tiempos t_p característicos puede ser evaluados en una primera aproximación mediante las ecuaciones (V.24) y (V.25).

La acción de renovación ocasionada por el primer mecanismo puede evaluarse a partir de la expresión:

$$t_B = \frac{(1 - f_B)}{v_B}$$

donde v_B es la frecuencia de pulsación de la burbuja relativa al movimiento ascendente de las partículas a una velocidad u_p ,

$$v_B = \frac{f_B (u_B - u_p)}{V_B / S_B}$$

donde V_B es el volumen de la burbuja y S_B su área proyectada verticalmente. Para una burbuja esférica, $(V_B / S_B) = 2 d_B / 3$.

Teniendo en cuenta las ecuaciones (IV.4) a (IV.8) para el cálculo de U_B y u_B , las expresiones para t_p y t_B se transforman en,

$$\left. \begin{aligned} t_B &= \frac{(1 - f_B) d_B}{1.5 f_B 0.71 \theta (g d_B)^{1/2}} \\ t_p &= \frac{L_w}{\psi (U - U_{mf})} \end{aligned} \right\} \quad (V.26)$$

Los tiempos de contacto promedio t_c no pueden ser mayores que el mínimo valor entre t_p y t_B . Un análisis cuantitativo detallado para evaluar t_c , dados t_p y t_B , puede

ser consultado en Barreto y col., 1985.

$$t_c = \left[\frac{(t_{ma} + t_{mi} / 3)}{t_{ma}} \right]^2 \quad (V.27)$$

donde $t_{mi} = \min \{t_p, t_B\}$ y $t_{ma} = \max \{t_p, t_B\}$

Para la mayoría de las condiciones analizadas, los valores de t_c evaluados con la ecuación (V.27) no difieren demasiado del valor obtenido asumiendo $u_p=0$ en lugar de $u_p=U_B$. El efecto de u_p se pone de manifiesto para superficies de intercambio cortas (L_w pequeña) y, particularmente, para régimen slug, cuando la velocidad relativa de ascenso del slug es aproximadamente la mitad del correspondiente valor para una burbuja de diámetro equivalente.

Finalmente, es menester mencionar que de la observación de las expresiones empleadas en la estimación de los diferentes parámetros para calcular h_D , surge que es necesario especificar:

- Propiedades del gas ($\mu_g, \rho_g, C_{P,g}, k_g$), incluido el camino libre medio modificado l_s (se emplea la formulación presentada por Martin, 1984a, 1984b, para estimar l_s),
- Propiedades de las partículas ($C_{P,p}, k_p, e_p, d_p$),
- Emisividad (e_w) y longitud de la superficie de intercambio de calor (L_w)
- Temperaturas de operación T_F, T_w
- Parámetros fluidodinámicos (t_c y f_B)
- Propiedades en condiciones de mínima fluidización ε_{mf}, U_{mf} (estimadas de las propiedades del gas y las partículas o a partir de medidas experimentales).

V.4 CONCLUSIONES

Se establecieron las bases y se discutieron las hipótesis más significativas formuladas en la elaboración del modelo propuesto (Modelo Heterogéneo Generalizado, MHG) para analizar la transferencia de calor entre la fase densa de un lecho fluidizado por gas y una superficie sumergida. El MHG considera en forma simultánea los aportes convectivos, conductivos y radiantes, y sus interacciones,

permitiendo evaluar las velocidades de transferencia de calor en cualquier condición operativa.

El modelo divide a los agregados de la fase densa en dos regiones delimitadas por la capa de pastillas adyacente a la pared. Una zona extendida hasta la primera capa de pastillas desde la pared, y otra que comprende el resto del agregado. En ambas zonas se utilizan propiedades termofísicas uniformes. Para la primera región se adopta un enfoque de tipo heterogéneo, teniendo en cuenta las variaciones en los parámetros de transporte en las inmediaciones de la pared a través de resistencias de contacto, mientras que en la otra zona se utiliza un modelo de tipo pseudo-continuo con parámetros efectivos.

Adicionalmente, se presentó el conjunto de parámetros requeridos para la implementación del modelo, indicándose los procedimientos de estimación de cada uno.

Capítulo VI

*Coeficiente de transferencia
partícula – pared*

Capítulo VI. Coeficiente de transferencia partícula-pared

VI.1 INTRODUCCIÓN

En el presente Capítulo se desarrolla una expresión para evaluar el coeficiente de transferencia de calor, h_{wp} , entre una superficie sumergida en un lecho fluidizado por gas y la capa de partículas adyacente de la fase densa correspondiente a la zona heterogénea del MHG descrito en el Capítulo anterior. Estos resultados han sido publicados en Mazza y col. (1997b).

Se presenta aquí una formulación para h_{wp} que considera la conducción transiente dentro de las partículas esféricas, el efecto Smoluchowski, la concentración de partículas en la capa adyacente a la pared (N_p) y la separación física efectiva (ℓ_0) entre las partículas y la pared. Existe solamente una expresión dentro de la bibliografía que tiene en cuenta todos los efectos mencionados anteriormente [Martin y col., 1984a]. Se discuten las diferencias entre ambos enfoques.

Aunque N_p puede estimarse, en principio, de la información experimental en lechos fijos, y sería razonable suponer que $\ell_0=0$, el análisis de las velocidades de transferencia de calor experimentales en lechos móviles y fluidizados en régimen de burbuja indica que los valores de h_{wp} son, en general, más pequeños que los que resultan teniendo en cuenta estas suposiciones. Esta circunstancia genera la necesidad de ajustar los valores de ℓ_0 y N_p a partir de datos experimentales disponibles de velocidades de transferencia de calor en lechos fluidizados, móviles y fijos. En los lechos móviles el movimiento de las partículas (desplazándose a través del lecho) y en los lechos fijos el intercambio de calor transiente reemplazan el efecto de la renovación de burbujas en los lechos fluidizados. En estos sistemas los tiempos de contacto pueden ser evaluados con mayor precisión y la superficie de intercambio siempre está en contacto con el medio particulado. Estas circunstancias hacen que el sistema pueda caracterizarse con menor incertidumbre que para lechos fluidizados. Al mismo tiempo, puede esperarse que los resultados

sean útiles para lechos fluidizados de partículas de similares características.

Como se analizará posteriormente, estos resultados proporcionan un marco de referencia más amplio para evaluar la formulación propuesta.

Adicionalmente, se discute el efecto de la rugosidad superficial empleando un modelo geoméricamente sencillo.

VI.2 ANTECEDENTES EN EL TEMA

Como se señalara en el Capítulo IV, Mickley y Fairbanks (1955) fueron los primeros en proponer un modelo mecanístico para la transferencia de calor entre la fase densa de un lecho fluidizado en régimen de burbuja y una superficie sumergida. En este modelo se supone que la fase densa se comporta como un medio pseudohomogéneo con una conductividad térmica efectiva uniforme. En contraste con los datos experimentales, el mismo predice velocidades de transferencia de calor infinitas para $t_c \rightarrow 0$. Esta situación fue modificada posteriormente mediante la introducción de una resistencia térmica adicional localizada en la pared de la superficie (Modelo presentado por Baskakov y col. en 1973).

En principio, el origen de tal resistencia puede ser explicado apelando al aumento local de la porosidad a lo largo del radio de la partícula (adyacente a la pared) hasta el valor 1 en la pared. Debido al incremento de la fracción ocupada por el gas los valores efectivos de las propiedades termofísicas (conductividad térmica y capacidad calorífica) en esta estrecha región tienden progresivamente a los de la fase de gas, que son mucho más bajos que los correspondientes valores del medio pseudohomogéneo.

Es esperable, entonces, que empleando un modelo heterogéneo que considere la conducción dentro de las partículas individuales y en el gas intersticial se elimine la necesidad de introducir una resistencia adicional. Botterill y col. (1967) propusieron un modelo de estas características considerando dos capas de partículas esféricas paralelas a la pared. Si bien este modelo presenta algunas limitaciones a tiempos de contacto largos, debido al número limitado de capas, para la presente discusión son pertinentes los resultados a tiempos de contacto pequeños. Para obtener

Transferencia de calor en lechos fluidizados

Capítulo VI. Coeficiente de transferencia partícula - pared

concordancia con los resultados experimentales Botterill y col. (1967) tuvieron que incluir en su modelo una separación física de aproximadamente $10\mu\text{m}$ entre la pared y la capa adyacente de pastillas. Una separación de esta magnitud parece excesiva, especialmente para las partículas pequeñas ($50\text{-}200\ \mu\text{m}$).

De cualquier modo, la evidencia experimental permite suponer que existe efectivamente una separación física. En los lechos fijos las partículas no se acomodan perfectamente contra la pared, algunas de ellas se encuentran apreciablemente retiradas de la misma [Mariani y col., 1999] (en recipientes transparentes esta situación puede observarse claramente). En el mismo sentido, en los lechos fluidizados en régimen de burbuja la movilidad mostrada por las partículas adyacentes a la superficie [Molerus y col., 1995; Makhorin y col., 1978] puede producir una separación transitoria. Consecuentemente, valores de separación física en el rango $1\text{-}3\ \mu\text{m}$ pueden ser físicamente aceptables y todavía producir un efecto significativo sobre la velocidad de transferencia de calor, como se verá posteriormente.

Algunos autores consideraron la situación que se produce a distancias suficientemente cercanas al punto de contacto entre las partículas y la pared. En estas condiciones, la distancia entre ambas superficies sólidas se aproxima en magnitud al camino libre medio de las moléculas en la fase gas y, el mecanismo de transporte de energía se modifica. Normalmente son los choques intermoleculares los responsables del transporte de energía. Sin embargo, en estas circunstancias cobran importancia las colisiones partícula-pared. Este fenómeno, llamado efecto Smoluchowski, puede predecirse con razonable certidumbre. Bock (1983) presentó una formulación incluyendo el efecto Smoluchowski, y además utilizó un parámetro asociado al número de partículas por unidad de área de intercambio adyacentes a la superficie, N_p . Dicho parámetro fue evaluado a partir del ajuste de datos experimentales, y los valores resultaron mucho menores que lo esperado, por ejemplo, para un arreglo cúbico de partículas contra la pared. Aunque con una base diferente, Martin (1984a) también incluyó el efecto Smoluchowski en su formulación.

Cronológicamente, la última razón física propuesta como contribución a la resistencia a la transferencia de calor en la pared es el efecto de la rugosidad de las superficies de las partículas y de la pared. Las asperezas en el contorno hacen que

los cuerpos (pared y pastillas) se mantengan unidos a través de las mismas. Decker y Glicksman (1981) y Gloski y col. (1984), presentaron un modelo para evaluar este efecto. Sin embargo, la complejidad matemática y la necesidad de información topográfica hacen del mismo una herramienta difícil de usar en la faz predictiva.

Como una primera aproximación, se supone que el efecto de la rugosidad puede considerarse incluyendo una separación efectiva dependiente de las propiedades texturales de las superficies sólidas. De este modo, un único parámetro efectivo ℓ_0 puede emplearse para considerar ambos efectos, la separación física y la rugosidad de las superficies.

Resumiendo, se han considerado en la bibliografía tres efectos que explican los altos valores relativos de la resistencia a la transferencia de calor en las inmediaciones de la pared: la separación física, el efecto Smoluchowski, y la rugosidad superficial. Aunque usualmente en la literatura ellos se han tratado en forma separada, no hay ninguna razón para excluir su ocurrencia simultánea. Habida cuenta de que el efecto Smoluchowski puede ser estimado con razonable exactitud, la dificultad práctica para predecir la magnitud de la resistencia a la transferencia de calor en la pared proviene de la falta de información confiable para estimar ℓ_0 y el número de partículas adyacentes por unidad de área, N_p .

En ausencia de medidas directas, ambos parámetros, N_p y ℓ_0 , pueden evaluarse indirectamente a través de datos experimentales de transferencia de calor. Dado que son propiedades estructurales, es necesario para esta finalidad evaluar los fenómenos conductivos transientes dentro de las partículas adyacentes a la pared y en el espacio de gas delimitado entre la pared y la superficie de las partículas, de esta manera, los valores obtenidos de N_p y ℓ_0 conservarán su significado físico (independiente de propiedades termofísicas).

VI.3 EVALUACIÓN DE LA VELOCIDAD DE TRANSFERENCIA DE CALOR ENTRE UNA SUPERFICIE SUMERGIDA Y LAS PARTÍCULAS ADYACENTES A LA MISMA.

Los resultados de la velocidad de transferencia de calor entre la pared y la capa de pastillas adyacente a la misma se presentan en forma de un coeficiente de

transferencia de calor, h_{part} , basado en el área proyectada de una partícula y en la diferencia entre la temperatura de la pared y la temperatura media dentro de las partículas, expresado del siguiente modo,

$$h_{part} = \frac{h_{wp}}{f_w} \quad (VI.1)$$

donde el $f_w = \pi d_p^2 N_p/4$ es el área proyectada de las partículas por unidad de área de superficie sumergida.

VI.3.1 Expresión de h_{part} bajo la suposición de líneas de flujo paralelas en el sólido (caso de referencia)

En primera instancia se analiza la transferencia de calor entre una superficie sumergida y las partículas adyacentes a la misma para un caso simplificado, con la finalidad de obtener una expresión explícita para h_{part} , que sirva como base para correlacionar los resultados más ajustados a la realidad, según se desarrolla en la sección VI.3.2.

El caso consiste en una partícula con una temperatura inicial, T_F , intercambiando calor con una superficie a una temperatura, T_w . Se adoptan las siguientes simplificaciones para evaluar la velocidad de transferencia:

- a.- Se desprecia la acumulación de energía en el espacio de gas delimitado entre la partícula y la pared.
- b.- Las líneas de flujo térmico en el mencionado espacio de gas son normales a la pared.
- c.- Las partículas son esféricas y de tamaño uniforme.
- d.- La rugosidad de las superficies sólidas no es considerada explícitamente.
- e.- Las líneas de flujo en la partícula sólida son normales a la superficie sumergida.
- f.- La temperatura del plano central de la partícula paralelo a la pared se mantiene a T_F ($\theta = \pi/2$, véase la Figura VI.1).

La hipótesis a.- refleja la evidencia experimental que indica que la mayor cantidad de calor se transfiere a través de una estrecha zona alrededor del punto de contacto entre las partículas y la pared. Gloski y col. (1984) concluyeron que para una

película de gas de 0.1 mm los efectos capacitivos desaparecen en menos de 1ms. Este tiempo es uno o dos órdenes de magnitud menor que el tiempo de contacto esperable en los lechos fluidizados por gas.

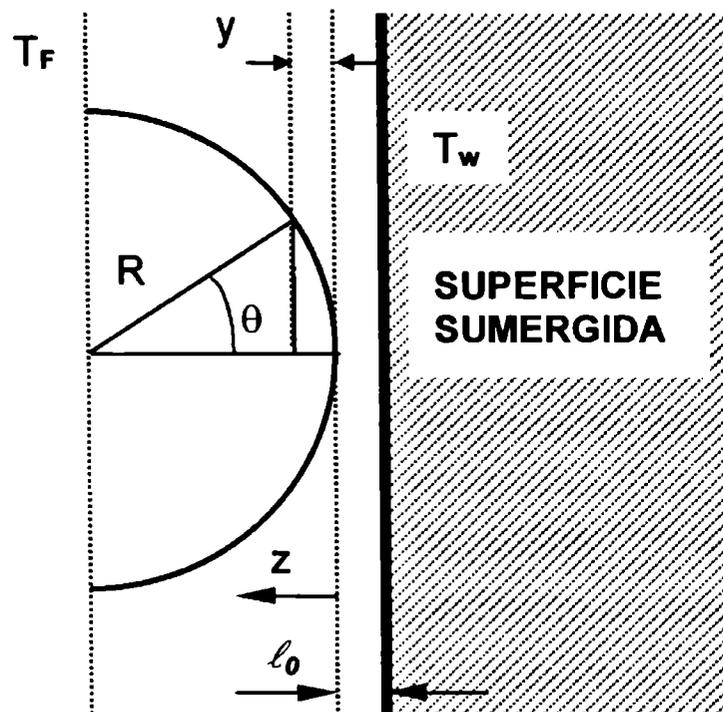


Figura VI.1.: Esquema para el caso de referencia

Wakao y Vortmeyer (1971) evaluaron las velocidades de transferencia de calor de partícula a partícula para una situación similar a la analizada aquí sin considerar la suposición b.-. Se encontró que los resultados no difieren en más de aproximadamente un 2%.

Las suposiciones c.- y d.- constituyen restricciones al alcance de los resultados. Se discutirá con posterioridad como pueden incorporarse casos que no se correspondan con estas suposiciones. (véase las secciones VI.3.3.4, VI.3.4 y VI.3.5).

Las suposiciones e.- y f.- son inherentes al caso aquí definido como de referencia y persiguen la finalidad de facilitar el tratamiento matemático. Las mismas serán eliminadas en la sección próxima.

Debe puntualizarse que las suposiciones b.- y c.- permiten considerar el comportamiento de una sola partícula y extender los resultados a todas las partículas en la capa.

Excepto para temperaturas muy altas puede suponerse que la radiación no afecta apreciablemente la distribución de temperaturas en la superficie de la partícula,

para evaluar el coeficiente de transferencia conductivo partícula-pared. Este enfoque, también utilizado implícitamente para el modelo global, permite estimar en forma independiente los parámetros efectivos asociados a cada mecanismo.

Respecto de la incidencia del efecto convectivo en la estimación de h_{wp} , puede considerarse que la convección está esencialmente ausente en los pequeños espacios de gas que rodean los puntos de contacto partícula - pared, a través de los cuales la partícula transfiere hacia la pared la mayor proporción de calor. Como se mencionó en la sección V.3.1.3 el 80% de la cantidad total de calor se transfiere a través de una estrecha región definida mediante un ángulo sólido de 50° (medido desde centro de la partícula).

La ecuación de balance de energía dentro de la pastilla a una distancia genérica ($R \cos\theta$) del eje de la misma (véase la Figura VI.1) se escribe de la siguiente forma:

$$k_p \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - C_{p,p} \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad (\text{VI.2})$$

Sujeta a las condiciones de contorno:

$$T = T_F \quad \text{cuando } t = 0$$

$$T = T_F \quad \text{en } z = R$$

$$k_p \frac{\partial T}{\partial z} = - \frac{k_g (T_w - T)}{(y + \ell_0 + \ell_s)} \quad \text{en } z = y$$

donde $y = R (1 - \cos \theta)$ y ℓ_0 es la separación efectiva (véase la Figura VI.1) y ℓ_s es el camino libre medio modificado, evaluado según la formulación sugerida por Martin (1984a, 1984b) que tiene en cuenta el efecto Smoluchowski. Este parámetro depende principalmente de propiedades del gas a la temperatura y presión de operación. Para el aire a temperatura ambiente y presión atmosférica, $\ell_s = 0.27 \mu\text{m}$.

Aplicando la transformada de Laplace, de acuerdo a la formulación de Bromwich-Jeffreys [Carslaw y Jaeger, 1959],

$$\mathcal{L}(T) = \tilde{T} = s \int_0^\infty \exp(-s t) T dt \quad (\text{VI.3})$$

a la ecuación de conservación y a las condiciones de contorno, se obtiene para la temperatura en la superficie de la partícula

$$\tilde{T}(\theta, s) = T_F + \frac{(T_w - T_F)}{1 + \frac{k_p \beta \operatorname{ctgh}(\beta R \cos \theta)}{h_{g,loc}}} \quad (\text{VI.4})$$

donde: $\beta = \sqrt{\frac{s C_{p,p}}{k_p}}$ y $h_{g,loc} = \frac{k_g}{R(1 - \cos \theta) + l_0 + l_s}$

El coeficiente de transferencia local en el dominio transformado, basado en la diferencia de temperatura $(T_w - T_F)$, se define como:

$$\tilde{h}_{loc}(\theta, p) = \frac{h_{g,loc} [T_w - \tilde{T}(\theta, s)]}{(T_w - T_F)} \quad (\text{VI.5})$$

utilizando la ecuación (VI.4),

$$\tilde{h}_{loc}(\theta, p) = \left\{ \frac{1}{h_{g,loc}} + \frac{\operatorname{tgh}(\beta R \cos \theta)}{k_p \beta} \right\}^{-1} \quad (\text{VI.6})$$

Esta expresión puede ser integrada sobre el área proyectada de la partícula para obtener el coeficiente promedio,

$$\tilde{h}_{av}(s) = 2 \int_0^1 \tilde{h}_{loc}(\theta, s) \cos \theta \, d(\cos \theta) \quad (\text{VI.7})$$

El procedimiento de inversión de los resultados debe llevarse a cabo numéricamente ya que la solución en el dominio temporal, $T(\theta, t)$, es una serie de infinitos términos (véase el Caso V, Capítulo III, página 125, Carslaw y Jaeger, 1959).

Una vez evaluado el coeficiente instantáneo, promediado sobre la superficie proyectada de la partícula, $h_{av}(t)$,

$$h_{av}(t) = 2 \int_0^1 h_{loc}(\theta, t) [T_w - T(\theta, t)] \cos \theta \, d(\cos \theta)$$

debe obtenerse el coeficiente promediado en el tiempo de contacto, $h_{part,ref}$, que es la magnitud que en definitiva se requiere evaluar:

$$h_{part,ref} = \frac{1}{t_c} \int_0^{t_c} h_{av}(t) \, dt \quad (\text{VI.8})$$

Sin embargo, dado que el objetivo perseguido en esta sección es obtener una

expresión explícita para $h_{part,ref}$ se propone un procedimiento aproximado. Se plantea la posibilidad de establecer la relación:

$$h_{av} = \tilde{h}_{av}(s_c) \quad (VI.9)$$

donde el valor s_c de la variable en el campo transformado es evaluado como:

$$s_c = \frac{c}{t_c} \quad (VI.10)$$

siendo c una constante independiente de las propiedades del sistema y de t_c

Por comparación entre los valores estimados con la ecuación (VI.9) y los determinados numéricamente (ecuación VI.8), resulta que un valor de $c=1.43$ garantiza un error inferior al 2% para valores de $K > 5$. Las máximas desviaciones crecen moderadamente para valores de $K < 5$, alcanzando el 3.5% para $K = 1$. Respecto de t_c , las desviaciones más significativas ocurren para los valores intermedios, los resultados de la ecuación (VI.9) son asintóticamente exactos para $t_c \rightarrow 0$ y $t_c \rightarrow \infty$. De este modo, puede concluirse que las ecuaciones (VI.9) y (VI.10) con $c=1.43$ permiten estimar $h_{part,ref}$ con una muy buena precisión.

Resta aún el inconveniente que $\tilde{h}_{av}(s)$ debe calcularse por integración numérica según (VI.7). Sin embargo, la integración puede evitarse realizando la siguiente aproximación en la ecuación (VI.6):

$$\operatorname{tgh}(\beta R \cos\theta) \cong \operatorname{tgh}(0.9 \beta R) \frac{\cos\theta}{0.9}$$

Esta aproximación es matemáticamente correcta para los puntos de la superficie de la partícula cercanos a la pared, para los cuales el flujo de calor es máximo. De esta forma la ecuación (VI.7) puede resolverse en forma analítica, resultando en definitiva para $h_{part,ref}$

$$h_{part,ref} = 4 \frac{k_g}{d_p} \left[\left(\frac{K}{K-\eta} \right)^2 (1+L) \ln \left(\frac{K(1+L)}{KL+\eta} \right) - \left(\frac{K}{K-\eta} \right) \right] \quad (VI.11)$$

con

$$\eta = \frac{\tanh(0.54 c^{0.5} / Fo^{0.5})}{0.54 c^{0.5} / Fo^{0.5}} \quad (VI.12.a)$$

$$L = L_0 + L_s = 2 \frac{(\ell_0 + \ell_s)}{d_p} \quad (\text{VI.12.b})$$

donde: $K = \frac{k_p}{k_g}$ y $Fo (\text{número de Fourier}) = \frac{k_p t_c}{C_{p,p} d_p^2}$

La ecuación (VI.11) será utilizada como expresión de referencia para ajustar los resultados que se obtendrán en la próxima sección eliminando las hipótesis e.- y f.-.

VI.3.2 Expresión de h_{part}

Para desarrollar una expresión de h_{part} de carácter más general deben revisarse algunas de las hipótesis formuladas para el caso simplificado (véase el apartado VI.3.1). En este sentido, se mantienen las hipótesis (a-d) y se eliminan la e.- y la f.-.

La hipótesis f.- que fija una temperatura uniforme T_F en el plano central de la partícula permitió independizar el análisis hecho en la sección anterior del resto de la fase densa. En rigor, el coeficiente h_{wp} fue definido en el modelo global presentado en el Capítulo V en base a la diferencia entre T_w y la temperatura promedio T_p de la capa de partículas adyacente a la pared, por lo que resulta necesario evaluar el comportamiento global de las partículas, en vez del hemisferio considerado en la sección anterior. Esto involucra considerar la interacción de la primera capa con la fase pseudohomogénea prevista por el modelo global. A tal fin se supone que la faz expuesta de la zona pseudohomogénea hacia la primera capa se puede representar como un frente con temperatura uniforme que intercambia calor con la misma a través de un punto de contacto, de manera análoga a lo que ocurre con la primera capa y la pared. Suponiendo que el gas interpuesto conduce con líneas de flujo paralelas, la condición de contorno para la cara posterior de las partículas resulta equivalente a la considerada para la cara que enfrenta a la superficie de intercambio. La adecuación de este enfoque será analizada en la sección VI.3.3. Por el momento, es necesario destacar que el mismo permite considerar el comportamiento de una única partícula como representativo del comportamiento de la capa (la ecuación VI.1 continúa siendo válida), y adicionalmente, que una partícula aislada pueda analizarse con la condición de simetría axial respecto del eje normal a la superficie.

La suposición e.- de líneas de flujo paralelas en el interior del sólido es removida. Para un sistema de fases compuestas como el analizado, la suposición es válida para la fase con menor conductividad, pero resulta una hipótesis conservativa para la más conductora, las pastillas en este caso. Debido a la condición de simetría, el balance de energía en una pastilla, considerando las variaciones radiales y en la dirección del ángulo polar θ (véase la figura VI.2) resulta:

$$\frac{k_p}{\rho^2} \left\{ \frac{\partial}{\partial \rho} \left[\rho^2 \frac{\partial T}{\partial \rho} \right] + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\sin \theta \frac{\partial T}{\partial \theta} \right] \right\} - C_{p,p} \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad (VI.13)$$

donde $\rho = r / R$

El tiempo t se evalúa a partir del momento en que el "agregado" de la fase densa se pone en contacto con la superficie. Entonces, la condición inicial para la ecuación (VI.13) es $T = T_F$ cuando $t = 0$, donde T_F es la temperatura del seno de la fase densa.

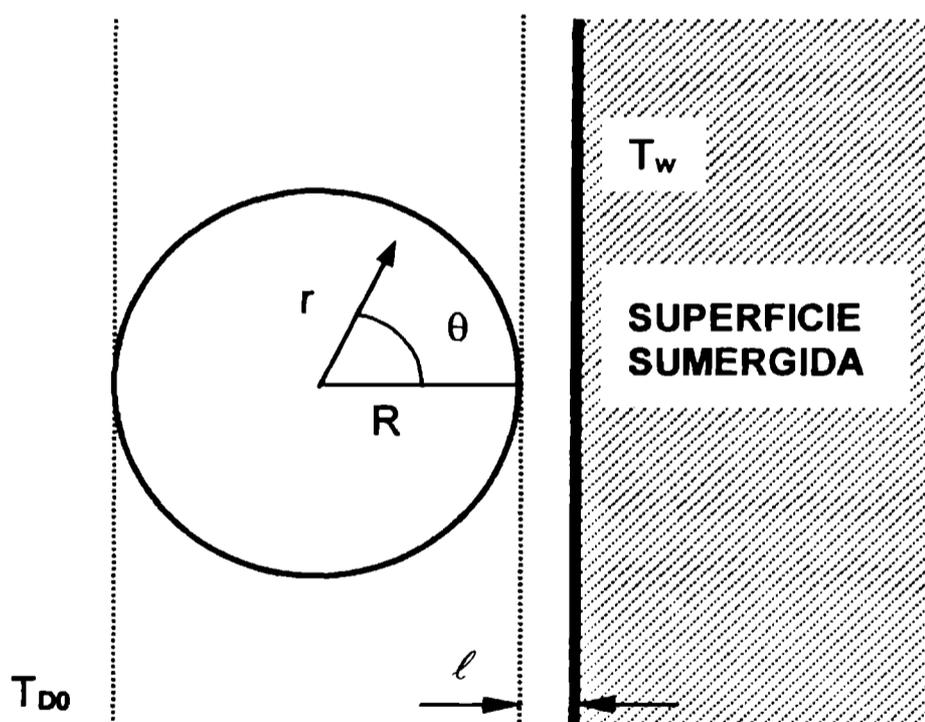


Figura VI.2.: Esquema empleado para realizar los cálculos

Considerando las simplificaciones a.- y b.-, la condición de contorno en la cara frontal de las partículas ($0 < \theta < \pi/2$) resulta,

$$k_p \frac{\partial T}{\partial \rho} = \frac{k_g \cos \theta (T_w - T)}{1 - \cos \theta + \frac{(l_0 + l_s)}{R}} \quad 0 < \theta < \pi/2 \quad \text{y} \quad \rho = 1 \quad (VI.14)$$

La temperatura de la faz expuesta del medio pseudo-continuo es T_{D0} (véase la

Figura VI.2), que debe ser igual a T_F cuando $t=0$. Dado que en la práctica puede existir más de un punto de contacto entre una partícula adyacente a la pared y las partículas internas, se contempla esta situación por medio de un coeficiente de deformación B , análogo al propuesto por Bauer y Schlunder (1978) para describir la conductividad efectiva en lechos fijos. La condición de contorno en la parte posterior de la pastilla $\pi/2 < \theta < \pi$ puede escribirse entonces como:

$$k_p \frac{\partial T}{\partial \rho} = \frac{k_g |\cos \theta| (T_{D0} - T)}{1 - |\cos \theta| \xi + L^*} \quad \pi/2 < \theta < \pi \quad y \quad \rho = 1 \quad (VI.15.a)$$

donde:

$$\xi = \frac{B}{1 + (B - 1) |\cos \theta|} \quad (VI.15.b)$$

Cuando el factor de deformación B es igual a la unidad, la distancia entre un punto en la cara posterior de la partícula y el plano que representa el resto de la fase densa corresponde a una superficie esférica. Los valores de $B > 1$ corresponden a esferoides aplanados, disminuyendo la distancia entre las superficies y aumentando las velocidades de transferencia de calor. El efecto opuesto se manifiesta con $B < 1$.

En la ecuación (VI.15.a) L^* juega un rol equivalente a $(l_0 + l_s)/R$ en la condición de contorno (VI.14).

La velocidad de transferencia de calor desde una partícula hacia la pared por unidad de área de partícula proyectada promediada en el tiempo de contacto, t_c se expresa como:

$$Q = 4 \frac{k_p}{k_g} \int_0^1 d(t/t_c) \int_0^1 \left(\frac{\partial T}{\partial \rho} \right) \Big|_{\rho=1} d(\cos \theta) \quad (VI.16.a)$$

El coeficiente de transferencia calor, h_{part} es obtenido dividiendo Q por la fuerza impulsora media $(T_w - T_p)$, o en términos del Nusselt, $Nu_{part} = h_{part} d_p / k_g$,

$$Nu_{part} = 4 \frac{d_p}{k_g} \frac{Q}{T_w - T_p} \quad (VI.16.b)$$

donde

$$T_p = \frac{3}{2} \int_0^1 d(t/t_c) \left[\int_0^1 \rho^2 d\rho \left(\int_{-1}^1 T d(\cos \theta) \right) \right] \quad (\text{VI.16.c})$$

Debido a que no existe solución analítica para la ecuación (VI.13) sujeta a las condiciones de contorno (VI.14) y (VI.15.a), debe llevarse a cabo una resolución numérica. El procedimiento implementado aplica la transformada de Laplace (ecuación VI.3) de manera análoga al caso de referencia (apartado VI.3.1).

Asumiendo $T_F = 0$ sin pérdida de generalidad, la ecuación diferencial (VI.13) y las condiciones de contorno (VI.14) y (VI.15.a) se transforman en,

$$\frac{1}{\rho^2} \left\{ \frac{\partial}{\partial \rho} \left[\rho^2 \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \rho} \right] + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\sin \theta \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \theta} \right] \right\} - u^2 \tilde{T} = 0 \quad (\text{VI.17.a})$$

$$k_p \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \rho} = \frac{k_g \cos \theta (T_w - \tilde{T})}{1 - \cos \theta + \frac{(\ell_0 + \ell_s)}{R}} \quad 0 < \theta < \pi/2 \quad \text{y} \quad \rho = 1 \quad (\text{VI.17.b})$$

$$k_p \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \rho} = \frac{k_g |\cos \theta| (T_{D0} - \tilde{T})}{1 - |\cos \theta| \xi + L^*} \quad \pi/2 < \theta < \pi \quad \text{y} \quad \rho = 1 \quad (\text{VI.17.c})$$

donde: $\rho = r/R$ $u^2 = \frac{C_{P,p} s d_p^2}{k_p 4}$

Para resolver las ecuaciones (VI.17) se implementó el método de los elementos de contorno (MEC) [Brebbia y Domínguez, 1992]. Para ecuaciones diferenciales lineales con coeficientes constantes sobre el contorno este método permite obtener el campo de temperaturas y la distribución de flujos sin la necesidad de evaluar el campo de temperaturas en el interior del dominio (la pastilla). En el problema planteado se empleó un esquema particular del MEC que utiliza un número variable de nodos definidos coincidentemente con los puntos de cuadratura en cada intervalo en los que se divide el contorno. Esta opción es más eficiente comparada con la formulación MEC estándar con elementos constantes o lineales.

Otra de las particularidades a señalar se refiere a la solución en los puntos del contorno de la partícula cercanos al punto de contacto con la superficie sólida. En esta región son necesarios una gran cantidad de nodos, ya que allí se concentran

más las líneas de flujo. Los detalles de la formulación propuesta y su implementación numérica pueden consultarse en Mariani y col. (1997). Se calcularon las magnitudes equivalentes a Q , T_p y Nu_{part} en el dominio transformado,

$$\tilde{Q} = 4 \frac{k_p}{d_p} \int_0^1 \left(\frac{\partial \tilde{T}}{\partial \rho} \right) \Big|_{\rho=1} d(\cos \theta) \quad (VI.18.a)$$

$$\tilde{T}_p = \frac{3}{2} \int_0^1 \rho^2 d\rho \left(\int_{-1}^1 \tilde{T} d(\cos \theta) \right) \quad (VI.18.b)$$

$$\tilde{Nu}_{part} = 4 \frac{d_p}{k_g} \frac{\tilde{Q}}{(T_w - \tilde{T}_p)} \quad (VI.18.c)$$

De las ecuaciones (VI.16.a) y (VI.16.c), (VI.18.a-b) y de la definición (VI.3), pueden deducirse las siguientes expresiones:

$$\frac{\tilde{Q}(s)}{s} = s \int_0^\infty t_c Q(t_c) \exp(-p t_c) dt \quad (VI.19.a)$$

$$\frac{\tilde{T}_p(s)}{s} = s \int_0^\infty t_c T_p(t_c) \exp(-p t_c) dt \quad (VI.19.b)$$

O, equivalentemente

$$\mathcal{L}[t_c Q(t_c)] = \frac{\tilde{Q}(s)}{s} \quad (VI.20.a)$$

$$\mathcal{L}[t_c T_p(t_c)] = \frac{\tilde{T}_p(s)}{s} \quad (VI.20.b)$$

Dado que no se dispone de una expresión analítica para $\tilde{Q}(s)$ y $\tilde{T}_p(s)$, sino de los valores numéricos resultantes de la aplicación de MEC, la inversión de las ecuaciones (VI.20) para obtener $Q(t_c)$ y $T_p(t_c)$ debe llevarse a cabo mediante un algoritmo discreto. El procedimiento propuesto por Stehfest (1970) ha sido ensayado frecuentemente con esta finalidad, resultando que ofrece una muy alta precisión para el caso de funciones monótonas [Golberg y col., 1999; Chen y col., 1998]. El mismo se aplica para valores de s en el campo real y para las ecuaciones (VI.20) resulta:

$$T_p(t_c) = \frac{\ln 2}{t_c} \sum_{i=1}^n \frac{W_i \tilde{T}(s_i)}{s_i} \quad (\text{VI.21.a})$$

$$Q(t_c) = \frac{\ln 2}{t_c} \sum_{i=1}^n \frac{W_i \tilde{Q}(s_i)}{s_i} \quad (\text{VI.21.b})$$

donde:

$$s_i = \frac{\ln 2}{t_c} i \quad i = 1, 2, \dots, n$$

$$W_i = (-1)^{(n/2)+i} \sum_{k=\text{Ent}\left[\frac{i}{2}+\frac{1}{2}\right]}^{\text{Min}(i, n/2)} \frac{k^{n/2} (2k)!}{[(n/2)-k]! k! (k-1)! (i-k)! (2k-i)!}$$

Min (i, n/2), es el menor valor entre i y n/2 y $k = \text{Ent}\left[\frac{i}{2} + \frac{1}{2}\right]$ es la parte entera de $k = \frac{i}{2} + \frac{1}{2}$.

La precisión del algoritmo depende de la correcta elección de n, el número de términos de la serie de las ecuaciones (VI.21). Conforme n aumenta se incrementa la precisión hasta un dado valor a partir del cual comienza a declinar a causa de los errores de redondeo. Fue adoptado un valor de n=10 según se recomienda en [Stehfest, 1970].

En virtud de la forma matemática de la serie que alterna coeficientes W_i negativos y positivos crecientes conforme aumenta el índice i, en determinadas condiciones se encuentran dificultades numéricas vinculadas a la precisión con la cual es necesario calcular la función en el campo transformado (en este caso los resultados provenientes del MEC). Existen condiciones (tiempos de contacto) para las cuales mínimas perturbaciones (del 1% e incluso menores) en los valores calculados de $\tilde{T}_p(s)$ y $\tilde{Q}(s)$ ocasionados por el MEC conducen a resultados erróneos en el campo temporal. Afortunadamente, estos valores de $T(t_c)$ y $Q(t_c)$ incorrectamente estimados pueden ser detectados con relativa facilidad ya que son numéricamente inconsistentes (valores positivos muy elevados o negativos) y sólo se observan para muy bajos t_c .

Con la finalidad de obtener los resultados en el dominio temporal, puede procederse de manera análoga a lo realizado en el apartado anterior (VI.3.1). Se plantea, entonces, la relación entre las magnitudes (Q , T_p) en el campo real y en el campo transformado (\tilde{T} , \tilde{Q}):

$$Q(t_c) = \tilde{Q}(c/t_c) \quad (\text{VI.22.a})$$

$$T_p(t_c) = \tilde{T}_p(c/t_c) \quad (\text{VI.22.b})$$

Resultando de esta forma,

$$Nu_{part} = \tilde{Nu}_{part}(c/t_c) \quad (\text{VI.22.c})$$

Con el valor $c=1.43$ empleado para el caso de referencia resulta un error máximo de 3.4% entre los valores surgidos de la ecuación (VI.22.c) y los obtenidos por el procedimiento de Stehfest para el mínimo valor de K ensayado ($K=1.1$).

La ecuación (VI.22.c) esencialmente elimina la necesidad de invertir los resultados en el dominio de Laplace y mantiene una precisión adecuada para cualquier propósito práctico. En consecuencia,

$$Nu_{part}(t_c) \cong \tilde{Nu}_{part}(1.43/t_c) \quad (\text{VI.23})$$

La etapa final en la caracterización de Nu_{part} fue proponer una expresión aproximada para los resultados numéricos obtenidos según acaba de describirse en esta sección. La expresión base empleada corresponde a la resultante para el caso de referencia (VI.11). Como se mostrará en la sección VI.3.3, sustituyendo la relación de conductividades K en (VI.11) por $K^{1.14}$ se obtiene la siguiente expresión con suficiente precisión para las aplicaciones prácticas.

$$Nu_{part} = 4 \left[\left(\frac{v}{v-1} \right)^2 (1+L) \ln \left(\frac{v(1+L)}{vL+1} \right) - \left(\frac{v}{v-1} \right) \right] \quad (\text{VI.24})$$

donde $v = \frac{K^{1.14}}{\eta}$, L y η se calculan por medio de las ecuaciones (VI.12.a y b)

La sustitución de K por $K^{1.14}$ responde, sencillamente, al efecto de relajar la suposición de líneas de flujo paralelas en el interior de la partícula.

Vemos que, de acuerdo a (VI.24) Nu_{part} depende de los siguientes grupos

adimensionales: la relación de conductividades, K , la relación entre la suma del efecto Smoluchowski y la separación efectiva, y el radio de la pastilla, L , y el número de Fourier, Fo , representativo del comportamiento transiente.

VI.3.2.1 Expresión de T_{rad}

Los resultados numéricos se emplearon también para evaluar la temperatura media en la superficie hemisférica de la partícula que enfrenta la pared, T_{rad} , esta temperatura es importante para la cuantificar la contribución radiante a la transferencia, tal como se indicara en el modelo global (véase el apartado V.3.1.3). Para definir T_{rad} se emplean coeficientes de peso proporcionales a los factores de configuración entre un elemento de la superficie de la partícula y la pared plana,

$$T_{rad} = \int_0^1 \left[\int_0^1 T(\theta, t) \Big|_{\rho=1} \frac{(1 + \cos \theta)}{2} d(\cos \theta) \right] d(t/t_c) \quad (VI.25)$$

donde $(1 + \cos \theta)/2$ es el coeficiente proporcional al factor de configuración local. Empleando nuevamente la relación de escala, $s = c / t_c$, puede obtenerse T_{rad} de los resultados en el dominio transformado,

$$T_{rad} = \int_0^1 \tilde{T} \Big|_{\rho=1} \frac{(1 + \cos \theta)}{2} d(\cos \theta) \quad (VI.26)$$

Los resultados obtenidos pueden expresarse de manera aproximada del siguiente modo:

$$\Phi = \frac{T_{rad} - T_F}{T_{rad} - T_F} = \frac{1.1 Nu_{wp} \eta}{4 K} \quad (VI.27)$$

donde Nu_{part} y η se calculan por medio de las ecuaciones (VI.24) y (VI.12.b).

Los valores obtenidos con la ecuación (VI.27) difieren respecto de los resultados numéricos en menos de un 3% para $K > 5$.

VI.3.3 Análisis paramétrico para la evaluación del Nu_{part}

En esta sección se analiza el significado del modelo propuesto para calcular Nu_{wp} desde distintos puntos de vista.

En primer lugar, se evalúa el impacto del enfoque adoptado para la interacción

entre la primera capa de pastillas y la zona pseudohomogénea, sintetizado en la condición de contorno (VI.15.a), sobre los resultados de Nu_{part} .

En el apartado VI.3.3.2 se analiza el efecto que tienen los parámetros L , Fo y K sobre la precisión de los resultados de la ecuación propuesta (VI.24) con respecto a los resultados numéricos. En segundo lugar, se evalúa la sensibilidad propia de Nu_{part} respecto a estos parámetros.

La comparación entre las predicciones de la ecuación (VI.24) y los correspondientes valores de bibliografía se aborda en el punto VI.3.3.3.

Finalmente, se discuten someramente algunas estimaciones realizadas para cuantificar la incidencia de la rugosidad sobre Nu_{wp} .

Cabe aclarar que todas las evaluaciones se realizaron considerando amplios rangos de variación de los parámetros, aunque sujetos a límites realistas.

VI.3.3.1 Influencia de la transferencia de calor entre la primera capa de pastillas y el resto de la fase densa en el Nu_{wp}

El concepto de coeficiente de transferencia de calor h_{part} es significativo cuando la resistencia térmica en las inmediaciones de los puntos del contacto entre las partículas y la superficie sumergida es esencialmente independiente de la participación de estas partículas en otros procesos térmicos.

Esta situación puede garantizarse cuando la temperatura en la partícula sea prácticamente uniforme, es decir, para valores suficientemente grandes de K . Es necesario evaluar que tan grande debe ser K para mantener válido el concepto. Debe tenerse presente que para la mayoría de los sistemas particulados puede esperarse que $K > 5-10$. Materiales orgánicos como plásticos, elastómeros y maderas caen en dicho rango y los materiales inorgánicos presentan relaciones aún más altas.

Para cuantificar el efecto de la transferencia de calor entre las partículas adyacentes a la pared y el resto de la fase densa, se analizó la influencia del parámetro de deformación B incluido en la ecuación, (VI.15.b). Los resultados numéricos indican que el Nu_{part} es casi insensible a este parámetro y cambia alrededor de un 0.5% cuando B es variado en el rango (0.5-2).

Análoga conclusión se alcanza variando el parámetro L^* (ecuación VI.15.a) en el

rango $10^{-4} - 10^{-2}$ que corresponde a valores consistentes con los obtenidos para L (véase los apartados VI.3.4 y VI.3.5).

Los cálculos fueron llevados a cabo suponiendo que la temperatura T_{D0} (ecuación VI.15.a) permanece igual a T_F (el agregado de la fase densa se mantiene en su temperatura inicial) y por otro lado, acoplado en el análisis la ecuación correspondiente a un medio semi-infinito y pseudohomogéneo. Como es esperable en función de la discusión anterior, la diferencia entre ambos juegos de resultados tiende a disminuir rápidamente con el aumento de K . En todo caso, y a la luz de los resultados, puede considerarse que el efecto es moderado. A $K=5$, la suposición $T_{D0}=T_F$ conduce a una subestimación en el Nu_{part} de a lo sumo un 4%. Aún para $K =1$ las máximas desviaciones todavía son tolerables (8%).

Puede concluirse que Nu_{part} es insensible respecto de la interacción térmica con el resto de la fase densa, al menos para $K > 5$. En virtud de estas conclusiones para los resultados numéricos siguientes se adoptaron $B=1$, $T_{D0}=T_F$ y $L^*=10^{-4}$

VI.3.3.2 Efecto de la variación de t_c , L y K sobre Nu_{wp}

Para analizar la precisión de la ecuación (VI.24) para diferentes valores de los parámetros $Fo_M=Fo/K$, L , y K se define la desviación relativa referida a los resultados numéricos obtenidos con la ecuación (VI.23) del siguiente modo,

$$\text{Error} = \frac{Nu_{part, \text{Eq. 24}}}{Nu_{part, \text{Eq. 23}}} - 1$$

Para estimar los rangos de valores de Fo_M y L que pueden presentarse en la práctica se acepta que los valores típicos de tiempos de contacto en lechos fluidizados en régimen de burbuja son de hasta 1-2 s. Asimismo, las velocidades experimentales de transferencia de calor son compatibles con valores de $(l_0+l_s) \cong 2\mu\text{m}$, como se analiza en las secciones VI.3.4 y VI.3.5.

Para llevar a cabo los cálculos se emplearon una conductividad térmica del gas de $0.025 \text{ W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ (aire a temperatura ambiente) y una capacidad calorífica volumétrica $C_{P,p} = 2.5 \cdot 10^{-6} \text{ J m}^{-3} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$

Los resultados mostrados en la Figura VI.3 permiten resumir las conclusiones de un análisis más extenso realizado en el dominio de los parámetros Fo_M , L , y K .

Las máximas desviaciones positivas son del 6% y tienen lugar a valores relativamente bajos de K ($2 < K < 10$), dependiendo de L . En la Figura VI.3 se muestran las curvas para $K=5$ y $L=10^{-1}$ y 10^{-3} , el máximo error es de aproximadamente 5.5%, para $K=5$ y $L=10^{-1}$, y esta localizado asintóticamente a valores crecientes de Fo_M .

El máximo nivel de desviaciones negativas crece conforme L disminuye. Para cada valor no nulo de L , existe un valor finito de K para el cual el error negativo es máximo. Estos máximos se encuentran típicamente alrededor de $K=50$.

Para valores de K significativamente mayores el error desaparece como consecuencia de que la resistencia térmica dentro de las pastillas se hace despreciable. Se muestran en la Figura VI.3 las curvas para $K=50$, y $L=10^{-1}$ y 10^{-3} . El nivel del máximo de error negativo es aproximadamente 11% para $L=10^{-3}$.

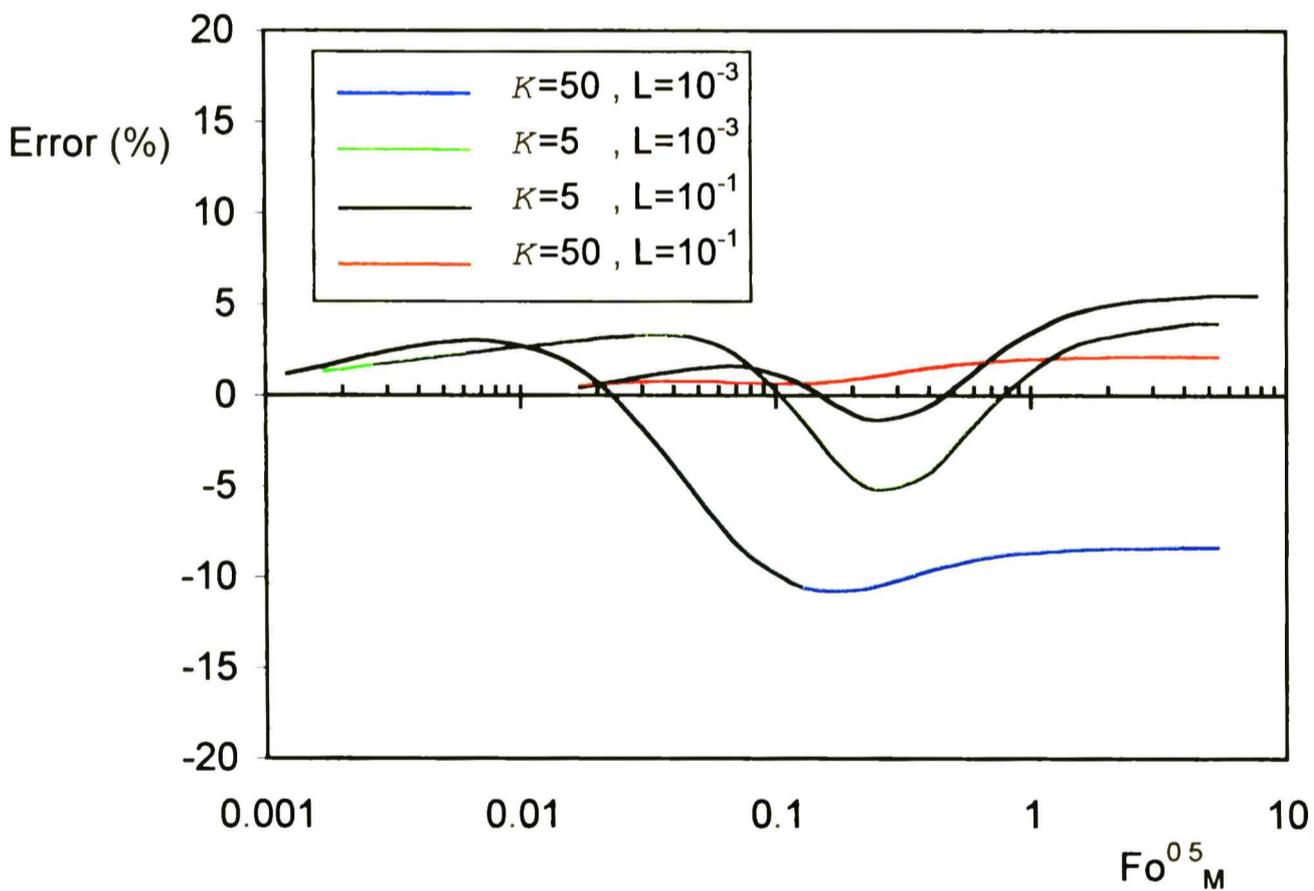


Figura VI.3.: Desviaciones entre los valores de Nu_{part} calculados con la ecuación (VI.24) y los resultados numéricos, ecuación (VI.23), Error (%).

Puede esperarse que en las condiciones operativas de los lechos fluidizados en

régimen de burbuja no se presenten desviaciones negativas tan importantes. De hecho, para $L=10^{-3}$ y asumiendo un valor de $\ell_0+\ell_s=2 \mu\text{m}$ el diámetro de las partículas resulta $4000\mu\text{m}$. Para este d_p , el tiempo del contacto que corresponde al valor de F_{0M} al cual el máximo error negativo tiene lugar es aproximadamente 50 segundos. Este valor es aproximadamente dos órdenes de magnitud más grande que los valores reales de t_c . Valores más pequeños de d_p acercan el valor de F_{0M} a la posición del máximo error negativo, pero simultáneamente también aumenta L , reduciendo los errores negativos.

Como conclusión global puede decirse que la ecuación (VI.24) permite estimar el Nu_{part} con un error máximo de $\pm 6\%$ para condiciones operativas reales, y $K > 5$. Este grado de precisión es muy razonable para propósitos predictivos o analíticos.

Cuando $K < 5$, las desviaciones negativas crecen en magnitud alcanzando el valor 12% para $K=1$, sin importar el valor de L . En este contexto, además de la incertidumbre introducida por el efecto de las condiciones de contorno para la cara posterior de la partícula (véase la sección VI.3.3.1), deben esperarse desviaciones negativas de alrededor del 15% al evaluar Nu_{part} de la ecuación (VI.24), para los valores bajos de K , $1 < K < 5$.

La variación de Nu_{part} con los parámetros se muestra en Figura VI.4. Los rangos de F_{0M} corresponden a $0.01 < t_c < 1\text{s}$ (rango típico en lechos fluidizados en régimen de burbuja) para $d_p = 100, 1000$ y $10000\mu\text{m}$ (asumiendo $k_g=0.025 \text{ W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ y $C_{p,p}=2.5 \cdot 10^{-6} \text{ J m}^{-3} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$). La resistencia a la transferencia de calor dentro de las partículas depende del tiempo del contacto; es prácticamente despreciable a valores cortos de t_c y se incrementa hasta un valor límite (resistencia a la transferencia en estado estacionario) conforme t_c aumenta. La diferencia entre ambos extremos $t_c \rightarrow 0$ y $t_c \rightarrow \infty$ es significativa y ambos extremos pueden ser aproximados en la práctica. Por ejemplo, para las partículas pequeñas, ($d_p=100\mu\text{m}$ en la Figura VI.4), las condiciones son cercanas a las del estado estacionario, mientras que las partículas con d_p más grande ($1000\mu\text{m}$) tienden a operar con valores máximos de Nu_{part} .

El efecto de la resistencia a la transferencia dentro de las pastillas depende de L . Para $L=10^{-1}$ el efecto es bajo, aún para valores bajos de K (véase en la Figura VI.4 la curva correspondiente a $K=5, L=10^{-1}$). Al contrario, este efecto no puede

despreciarse cuando el valor de L disminuye, incluso para un valor de K tan grande como 50 (véase la Figura VI.4) que es representativo de muchos sólidos no-metálicos.

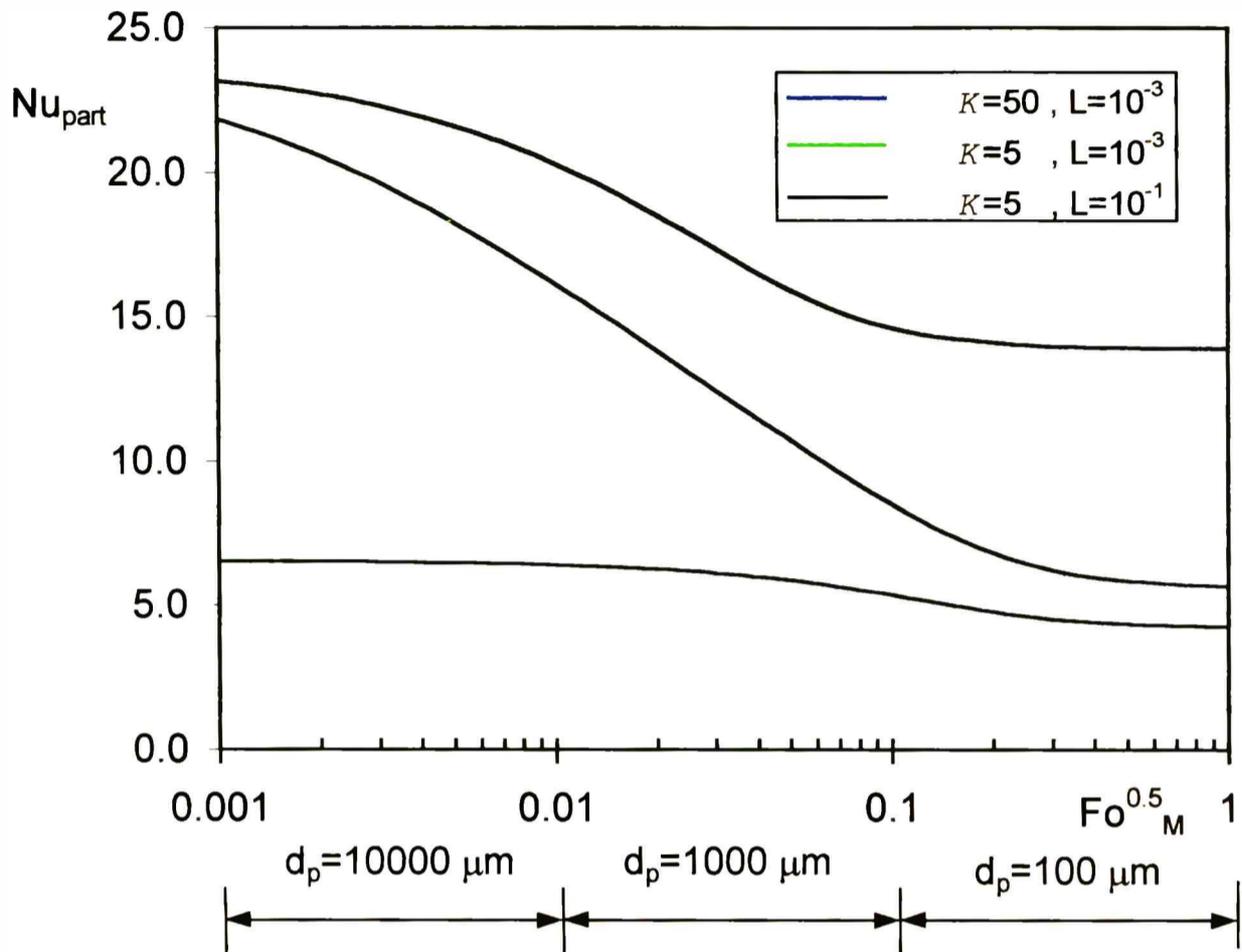


Figura VI.4.: Nu_{part} evaluado con la ecuación VI.24. Se indica para cada diámetro de pastilla el rango de $Fo_M^{1/2}$ cubierto ($0.01 < t_c < 1$).

VI.3.3.3 Comparación con expresiones de bibliografía que incluyen la conducción transiente dentro de las partículas

La única expresión para Nu_{part} encontrada en la bibliografía que incluye los efectos de conducción transiente en las partículas es la propuesta por Martin (1984a). Esta expresión se basa en adicionar las resistencias térmicas en el gas y dentro de la partícula siguiendo un procedimiento aproximado. La expresión resultante es la siguiente:

$$\text{Nu}_{\text{part}} = \left\{ \frac{1}{\text{Nu}_g} + \frac{1}{4K \left[1 + \frac{1}{(\pi \text{Fo})^{1/2}} \right]} \right\}^{-1} \quad (\text{VI.28.a})$$

$$\text{Nu}_g = 4 \left[(1+L) \ln \left(1 + \frac{1}{L} \right) - 1 \right] \quad (\text{VI.28.b})$$

Originalmente, la misma fue escrita en términos de $L_s = 2 \ell_s/d_p$ en lugar de L . En general, la expresión (VI.28.a) subestima la resistencia a la transferencia dentro de las pastillas. Para $L=0$, las diferencias con la ecuación (VI.24) son muy elevadas; y aún asumiendo un valor $\ell_0 + \ell_s = 2 \mu\text{m}$ las diferencias son significativas. Por ejemplo, para partículas de $1000\mu\text{m}$ y con $t_c=0.5\text{s}$, la ecuación (VI.28.a) sobrestima Nu_{part} en alrededor de un 50% para $K=10$ y un 25% para $K=50$.

VI.3.3.4 Influencia de la rugosidad

Respecto de la influencia de la rugosidad de las superficies, se analizó si el efecto de una aspereza interpuesta como puente en la partícula adyacente y la pared puede ser considerado a través de una separación física equivalente ℓ_0 , como se detalla en [Mazza y col., 1997b]. Los resultados fueron alentadores, en el sentido que el valor ajustado de ℓ_0 depende del tamaño de la aspereza, pero es prácticamente independiente de otros grupos de variables, Fo y K .

Las estimaciones realizadas sugieren, entonces, que el parámetro ℓ_0 puede incluir simultáneamente el efecto de la rugosidad de las partículas y/o de la pared y del apartamiento real. En este sentido, se le asigna la denominación “separación efectiva”

VI.3.4 Evaluación de los parámetros del Nu_{part} en experimentos en lechos no-fluidizados

Se encuentra una cantidad significativa de trabajos en la bibliografía destinados a determinar los parámetros de transferencia de calor en lechos móviles que

intercambian calor con un dispositivo calefaccionado eléctricamente. Los coeficientes de transferencia de calor (h_D), en estos sistemas, pueden ser evaluados a partir de la energía disipada, la temperatura del dispositivo (T_w) y la temperatura en el seno del lecho (T_F),

$$q_D = h_D (T_w - T_F) \quad (VI.29)$$

El tiempo de contacto puede estimarse a partir del valor de velocidad de las partículas y de la longitud del dispositivo calefactor. Los resultados experimentales informados en los trabajos listados en la Tabla VI.1 son de este tipo. Harakas y Beatty (1963) introdujeron un rasgo distintivo al rotar el lecho de partículas sólidas. De cualquier modo, el significado de los datos de transferencia de calor es el mismo que para los lechos móviles.

Finalmente, se consideraron los datos obtenidos para lechos fijos sin flujo de fluidos a través de una técnica transiente basada en la medición de una señal eléctrica proveniente de un elemento montado en la pared del lecho [Floris y col. ,1986; Gloski y col. 1984].

En general, para cada tipo de partícula y de gas intersticial, se dispone de resultados de h_D como función de t_c . Para la mayoría de estos datos, los valores de t_c no son lo suficientemente cortos como para impedir el calentamiento de las partículas más internas que las de la capa adyacente; por consiguiente, es necesario emplear un modelo global que considere la penetración térmica. El modelo adoptado es el MHG propuesto en el Capítulo V para la fase densa de un lecho fluidizado. Los espesores de penetración térmica para las experiencias en los lechos móviles son pequeños, por lo que la suposición de medio semi-infinito incluida en el MHG es también válida para estos casos.

Los efectos radiante y convectivo en el gas incluidos en la formulación del MHG no son considerados para los experimentos analizados, ya que estos fueron llevados a cabo a bajas temperaturas y a velocidades relativas entre las partículas y el gas intersticial (que determinan el aporte convectivo del gas) despreciables. En estas condiciones puede obtenerse una solución explícita (ignorando los aportes intersticiales del gas en la zona adyacente a la pared y la capacidad calorífica del gas en la zona pseudohomogénea - véase el apartado V.3), para h_D :

Transferencia de calor en lechos fluidizados

Capítulo VI. Coeficiente de transferencia partícula - pared

$$h_D = \left\{ \frac{1}{h_{w,d}} + \frac{1}{4 \frac{C_{P,p} N_p V_p}{\pi t_c} + \left[\frac{1}{h_L} + \left(\frac{\pi t_c}{4 C_{P,p} k_e} \right)^{1/2} \right]^{-1}} \right\}^{-1} \quad (VI.30)$$

donde:

$C_{P,D}$, se calcula mediante la ecuación (V.9)

h_L , se calcula mediante la ecuación (V.21.a)

$$h_{w,d} = f_w h_{part} + \frac{(1-f_w) k_g}{d_p/2} \quad (VI.31)$$

Tabla VI.1.: Datos experimentales correspondientes a lechos no fluidizados utilizados para estimar los parámetros del Nu_{wp}

Símbolo	Referencia	Partículas	Gas	ϵ_D
●	Ernst (1950, 1960)	Arena de cuarzo	Aire	0.42
○	Harakas y Beaty (1963)	Cuentas de vidrio	CF ₂ Cl ₂	0.4
○	Harakas y Beaty (1963)	Cuentas de vidrio	Aire	0.4
○	Harakas y Beaty (1963)	Aluminio	Aire	0.71
○	Hampshire (1967)	Cobre	Aire	0.4
○	Hampshire (1967)	Vidrio	Aire	0.4
○	Botterill y col. (1967)	Vidrio	Aire	0.4
○	Botterill y col. (1967)	Cobre	Aire	0.4
○	Gloski y col. (1984)	Esferas de vidrio	aire	0.4
●	Barreto y col. (1986)	Vidrio	aire	0.39
●	Barreto y col. (1986)	Arena de sílice	aire	0.53
○	Floris y Glicksman (1986)	Esferas de vidrio	aire	0.4
⊕	Floris y Glicksman (1986)	Vidrio rugoso	aire	0.4
●	Floris y Glicksman (1986)	Arena	aire	0.4

El coeficiente $h_{w,d}$ incluye la transferencia de calor desde la capa de partículas adyacente a la pared, h_{part} (evaluado según la expresión VI.24), adicionando un término correctivo $(1-f_w) k_g/(d_p/2)$ que tiene en cuenta la conducción de calor desde

los huecos de gas ubicados en el plano definido por los centros de las partículas adyacentes. Esta corrección surge de suponer que la temperatura del gas en este plano es aproximadamente igual a la temperatura media de la partícula T_p . En condiciones normales, la contribución del segundo término en (VI.31) representa sólo el 10-15% del total.

A tiempos de contacto, t_c , suficientemente cortos, la ecuación (VI.30) se reduce a $h_D = h_{w,d}$.

La conductividad térmica efectiva, k_e , se evaluó alternativamente con las expresiones dadas por Bauer y Schlünder (1978) y por Kunii y Smith (1960). Los valores estimados de h_D resultaron prácticamente independientes de la opción elegida, salvo para el conjunto de datos para pastillas de aluminio $43\mu\text{m}$ (Tabla VI.1), para el cual se prefirió la primera por cuanto es considerada más conveniente dados los altos valores de porosidad, $\varepsilon_D = 0.71$, resultantes en este caso.

Para el análisis de los datos experimentales presentados en esta sección se emplearon las expresiones para estimar los parámetros $N_{p,D}$ y Δ (necesarios para obtener los valores N_p y h_L incluidos en el cálculo de h_D mediante la ecuación VI.30), presentadas y discutidas en el apartado VI.3.1.1, las cuales vuelven a reiterarse aquí,

$$N_{p,D}(\varepsilon_D) = 1.411 (1 - \varepsilon_D)^{2/3} d_p^{-2} \quad (\text{VI.32.a})$$

$$\frac{\Delta}{d_p} = 0.7387 d_p (1 - \varepsilon_D)^{1/3} \quad (\text{VI.32.b})$$

Se asume que la ecuación (VI.32.a) es también adecuada para estimar $N_{p,i}$ en el caso de lechos fluidizados.

Para cada conjunto de datos experimentales indicado en la Tabla VI.1, se estimó un valor de ℓ_0 que conduce a un ajuste conveniente de los datos. Los valores de ℓ_0 fueron incrementados con un paso de $0.5\mu\text{m}$ a partir de $\ell_0 = 0$. La Figura VI.5 muestra un ejemplo del ajuste alcanzado para los datos experimentales.

Los valores de ℓ_0 obtenidos para todos los conjuntos de datos experimentales examinados se muestran en la Figura VI.6. La mayoría de los resultados se encuentra en una banda, $0 < \ell_0 < 2\mu\text{m}$. Los restantes tres conjuntos que adoptan

valores más altos de ℓ_0 corresponden a partículas de forma irregular. Los valores $0 < \ell_0 < 2\mu\text{m}$ podrían corresponder razonablemente bien al efecto de la rugosidad o a un efecto combinado incluyendo la separación física real.

Algunos de los datos experimentales usados aquí también fueron analizados por Schlünder (1984) empleando un modelo pseudo-continuo con una expresión para Nu_{part} dada por la ecuación (VI.28.b) ($Nu_{\text{part}} = Nu_g$). A diferencia del MHG presentado en el Capítulo V, el modelo de Schlünder no diferencia la primera capa de partículas del resto del "agregado" pseudo-continuo. Las diferencias entre ambos tipos de modelos han sido analizadas previamente [Mazza y Barreto, 1993]. El resultado más significativo es que para el mismo valor de $h_{w,d}$ el efecto de incluir la primera capa de partículas se traduce en un aumento de la velocidad de transferencia de calor. Por lo tanto, los valores de Nu_{part} que ajustan los datos experimentales deberán resultar más pequeños para el MHG. Schlünder, en acuerdo cualitativo con lo antes expuesto, encontró que $\ell_0 = 0$ para la mayor parte de los datos por él analizados.

Con referencia a los mayores valores ajustados de ℓ_0 para las partículas de forma irregular (véase la Figura VI.6), es improbable que la diferencia con respecto a las partículas esféricas sea debida al efecto de la rugosidad o a la separación física, es más probable que la expresión (VI.32.a) sea inapropiada para estimar N_p en el caso de partículas irregulares, o que, la expresión (VI.24) formulada para partículas esféricas no tenga validez en este caso. La geometría esférica genera una región relativamente extendida alrededor del punto del contacto con distancias muy pequeñas entre las superficies. Esta circunstancia puede variar en el caso de partículas de forma irregular ya que si la mayor parte de los vértices o bordes de las partículas irregulares están en contacto con la pared, la distancia entre las superficies aumenta rápidamente. Teniendo presente este efecto y siguiendo el enfoque de Bauer y Schlunder (factor de deformación, B) puede formularse de manera análoga a la ecuación (VI.23) la siguiente expresión

$$Nu_{\text{part}} = \frac{4}{N} \left[\frac{B(v-1)}{N^2 v} (1+L) \ln \left(\frac{v(1+L)}{vL+1} \right) - \frac{B+1}{2} - \frac{B-1}{N} (1+L) \right]$$

donde $N = (1+L) - B [L + (1/v)]$

Si se fija un valor $\ell_0 = 2\mu\text{m}$ y se emplea B como parámetro de ajuste, valores de

$B=0.5$ permiten una representación adecuada de los datos experimentales de las pastillas con forma irregular.

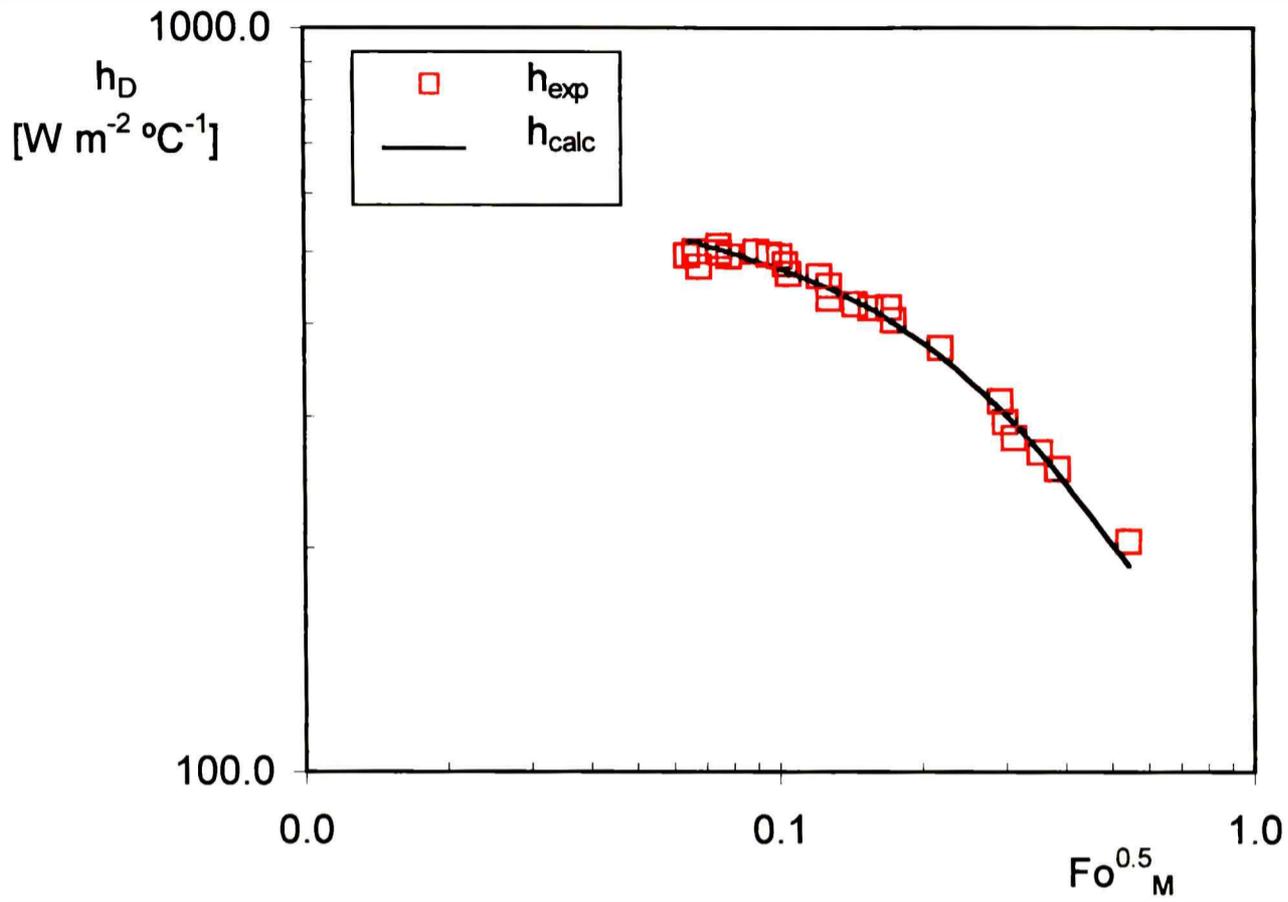


Figura VI.5.: Comparación entre los datos experimentales [Barreto y col., 1986] y los valores calculados con la expresión (VI.30) para esferas de vidrio (se adoptó $\ell_0=1 \mu m$ para calcular h_{part} con la ecuación VI.23).

VI.3.5 Evaluación de parámetros del Nu_{part} en experimentos en lechos fluidizados en régimen de burbuja.

Martin (1984b) presentó un extenso conjunto de medidas de transferencia de calor llevadas a cabo por Wunder (1980) en lechos fluidizados en régimen de burbuja. Los experimentos fueron conducidos en lechos conteniendo una amplia gama de tamaños de la partícula, desde $47 \mu m$ hasta $10000 \mu m$; el agente fluidizante fue aire a presión cercana a la atmosférica y a temperatura ambiente. Las medidas térmicas fueron conseguidas empleando sondas cilíndricas ubicadas en posición vertical.

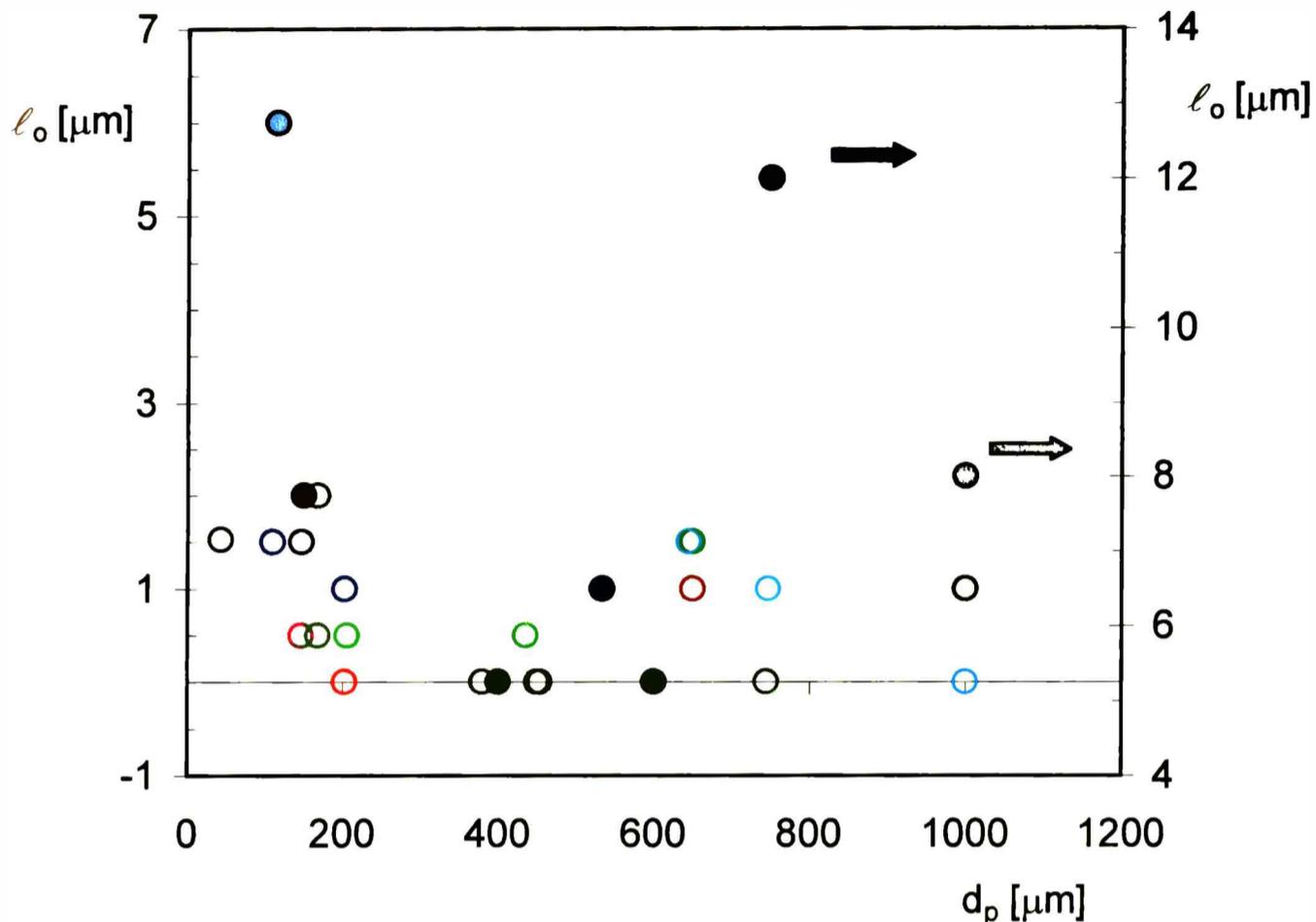


Figura VI.6.: Estimación del valor de l_0 para los datos experimentales de la Tabla VI.1

De estas medidas se seleccionaron quince grupos de datos experimentales (cada grupo consiste en un conjunto de valores de velocidades de transferencia de calor en función de la velocidad de fluidización, U , con tamaños de pastilla (esferas de vidrio) diferentes para estimar $h_{w,d}$ (VI.30). Se seleccionó el máximo coeficiente de transferencia de calor (h_{max}) en función de U como el valor más representativo para cada diámetro de pastilla.

Para ajustar los datos experimentales se empleó el modelo global propuesto en el Capítulo V para lechos fluidizados en régimen de burbuja, que incluye el aporte convectivo de la fase gas. El modelo requiere el cálculo de la fracción de burbuja sobre las sondas sumergidas f_{Bw} y del tiempo de contacto, t_c . La estimación de estos parámetros fue discutida en el apartado V.3.1.4.

Los valores obtenidos de h_{wp} son significativamente más pequeños que los valores esperados del análisis de las experiencias en lechos no-fluidizados, alcanzan sólo el 45-70% de los valores calculados con $N_p = N_p(\epsilon_D)$ y $l_0=2\mu m$. Como

tendencia general, se encontró que cuanto menor es el tamaño de la partícula mayor es la desviación.

Estas diferencias sugieren que la fluidodinámica de los lechos fluidizados afecta a la configuración de la primera capa de partículas. Existe evidencia experimental que sustenta la hipótesis de un acomodamiento menos compacto en la pared del lecho; Makhorin y col. (1978) realizaron filmaciones a través de una ventana ubicada en la pared de un lecho fluidizado a alta temperatura. Los autores informan la observación de huecos de considerable tamaño ocupadas entre las partículas adyacentes a la pared (de 0.5 a 3 diámetros de la partícula). Ganzha y col. (1982) afirman que aumentando la velocidad de fluidización del gas por sobre la velocidad de mínima fluidización se ocasiona un aumento preferencial de la porosidad en la zona cercana a la superficie sumergida; presentan como resultado de sus estudios una correlación en función de la velocidad de exceso del gas. Sin embargo, el procedimiento para obtener tal expresión no es explicado. También, como se mencionara anteriormente, Bock (1983) y Martin (1984a) analizaron datos experimentales de velocidades de transferencia de calor en lechos fluidizados con modelos que tienen un parámetro claramente identificable como la inversa de f_w . Los valores reportados por los autores son 0.33 y 0.38, respectivamente. Estas fracciones corresponden a valores de N_p más pequeños que aquéllos esperables si se emplea la ecuación (VI.32.a).

Por otro lado, admitiendo un acomodamiento moderadamente compacto en la primera capa de partículas, y considerando que la observación visual revela que las partículas en contacto con la superficie sumergida son móviles [Molerus y col., 1995; Makhorin y col., 1978], es posible que las partículas tengan la posibilidad de separarse momentáneamente de la pared modificando el valor medio del parámetro ℓ_0 .

De la discusión anterior surge que es posible que ambos parámetros, N_p y ℓ_0 , puedan adoptar valores diferentes que en lechos no-fluidizados. Dado que los datos experimentales seleccionados corresponden al mismo gas y con el mismo material sólido, N_p y ℓ_0 no pueden ser estimados simultáneamente mediante un ajuste, debido a que no es posible discernir a cual de los dos parámetros debe asignársele el efecto producido sobre Nu_{wp} . Sería necesario disponer de información

Transferencia de calor en lechos fluidizados

Capítulo VI. Coeficiente de transferencia partícula - pared

experimental adicional con algún elemento que afecte diferencialmente a ambos parámetros, por ejemplo, distinto gas o distinto material sólido, ya que ℓ_0 se encuentra acoplado con K . Por ende, debe proponerse algún criterio adicional para uno de ellos. En este sentido se emplearon dos alternativas:

- A.- Evaluar N_p como $N_{p,D}(\varepsilon_D)$ a partir de la ecuación (VI.32.a) y estimar ℓ_0 mediante el ajuste de los datos experimentales. Esta combinación lleva a valores de ℓ_0 en el rango $8 < \ell_0 < 10\mu\text{m}$.
- B.- Adoptar un valor $\ell_0 = 2\mu\text{m}$ (límite superior del intervalo para lechos no fluidizados con partículas redondeadas, véase la Figura VI.6), y ajustar N_p . Las expresiones resultantes para N_p son:

$$N_p = 0.58 N_{p,mf}(\varepsilon_{mf}), \text{ para partículas Geldart A} \quad (\text{VI.33.a})$$

$$N_p = 0.74 N_{p,mf}(\varepsilon_{mf}), \text{ para partículas Geldart B y D} \quad (\text{VI.33.b})$$

donde $N_{p,mf}(\varepsilon_{mf})$ se calcula con la ecuación (VI.32.a) tomando $\varepsilon_D = \varepsilon_{mf}$

Los resultados para h_{\max} obtenidos con la alternativa B son comparados con los datos experimentales en la Figura VI.7, la desviación media absoluta es 5%.

La alternativa B se presenta como la físicamente más apropiada ya que los valores de ℓ_0 de la alternativa A parecen muy altos, en particular, esta separación es desmesurada para algunas partículas pequeñas usadas en los experimentos ($47\mu\text{m}$ y $55\mu\text{m}$ de diámetro).

En el análisis de los datos experimentales, la porosidad de la fase denso ε_D se supuso igual a la porosidad en condiciones de mínima fluidización, ε_{mf} ; sin embargo la porosidad de la fase densa en lechos de partículas pequeñas (partículas Geldart A) es algo mayor que el correspondiente valor de mínima fluidización [Barreto y col., 1983]. Esta circunstancia puede explicar el coeficiente más pequeño para el Grupo A de partículas en la ecuación (VI.33.a).

Es importante analizar si la evaluación del aporte convectivo del gas y los parámetros fluidodinámicos, f_{Bw} y t_c , pueden ocasionar una estimación sesgada de h_{wp} .

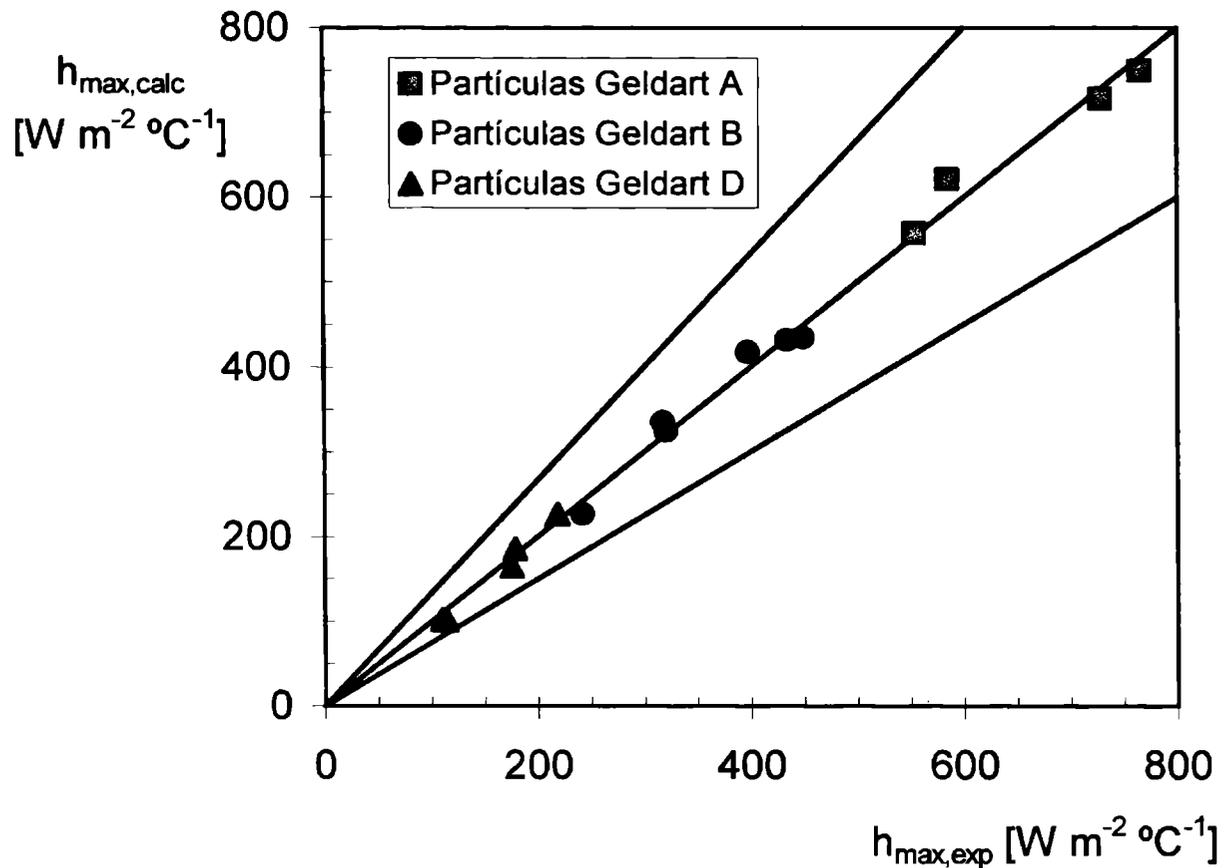


Figura VI.7.: Comparación entre el valor de h_{\max} experimental y el calculado empleando $\ell_0=2 \mu\text{m}$ y estimando N_p a partir de las ecuaciones (VI.33).

La contribución convectiva del gas a la transferencia de calor es prácticamente despreciable para d_p menores que aproximadamente $500 \mu\text{m}$ y permanece en valores comparativamente pequeños hasta $1000 \mu\text{m}$. Los valores de N_p dados por las ecuaciones (VI.32) fueron obtenidos a partir de datos experimentales que corresponden a partículas con $d_p \leq 1400 \mu\text{m}$. Para las pastillas más grandes (cuatro conjuntos) el uso de la ecuación (VI.32.b) conduce a un buen acuerdo entre las predicciones y los resultados experimentales (véase la Figura VI.7), sin embargo debe reconocerse que el efecto de h_{wp} en las velocidades globales de transferencia de calor se torna menos importante con estos valores grandes de d_p .

Para analizar la eventual incertidumbre en la evaluación de f_{Bw} y t_c , los tamaños de la burbuja usados en la estimación de estos parámetros se perturbaron en un 100% respecto de los valores dados por la correlación de Hillgardt y Werther (1986). Se obtuvieron variaciones en los valores estimados de h_{wp} del 5% al 15% (el más grande corresponde a las partículas más pequeñas). Aún considerando estas

diferencias, los $Nu_{w,d}$ todavía resultan significativamente menores (25-40%) que en lechos no-fluidizados.

Se concluye que los efectos convectivos y la incertidumbre en la estimación de los parámetros f_{Bw} y t_c no deberían ser responsables de los bajos valores obtenidos para Nu_{wp} .

Se sugiere emplear la alternativa B -ecuaciones (VI.33) para N_p y $\ell_0=2\mu\text{m}$ - como un criterio tentativo para predecir h_{wp} en lechos fluidizados de partículas redondeadas. Con estos valores obtenidos de h_{wp} y usando las propiedades termofísicas del aire a la temperatura ambiente para partículas de vidrio, se obtiene el siguiente rango de Nu_{wp} para los tamaños de partícula de $50\mu\text{m}$ a $5000\mu\text{m}$, con un valor típico $t_c=0.25$ s:

$$3 < Nu_{wp} < 12$$

(VI.34)

VI.4 CONCLUSIONES

Se propuso una formulación para evaluar el coeficiente de transferencia de calor entre las partículas adyacentes de la fase densa en lechos fluidizados en régimen de burbuja y una superficie sumergida $h_{wp} = h_{part} f_w$. El objetivo primario fue obtener una precisa descripción del proceso conductivo transiente, para de este modo poder evaluar el efecto de las propiedades estructurales a través de datos experimentales de velocidad de transferencia de calor.

Se generó una expresión explícita aproximada para h_{part} (ecuación VI.24) basada en la solución numérica de la ecuación de conservación de energía axi-simétrica dentro de una partícula esférica. Su exactitud fue evaluada considerándose satisfactoria, con un nivel máximo de error del 6% para condiciones típicas en procesos de transferencia de calor reales ($K>5$). Se mostró que la resistencia a la transferencia de calor transiente dentro de las partículas tiene un efecto significativo y depende fuertemente del tamaño de las partículas fluidizadas.

La concentración de la capa de partículas adyacente a la pared, N_p , es una de las variables que introducen mayor incertidumbre en la predicción de las velocidades de transferencia de calor. Se consideró además la existencia de una separación física efectiva ℓ_0 , este parámetro tiene en cuenta la separación real existente entre las superficies sólidas. Paralelamente se mostró que ℓ_0 puede ser apropiado también para representar el efecto de la rugosidad de la partícula y de la pared.

La formulación propuesta fue empleada para analizar datos experimentales de lechos no-fluidizados (lechos fijos y móviles), y de lechos fluidizados en régimen de burbuja. Para el primer caso, los datos experimentales incluyen varios tipos de materiales de relleno, distintos gases y tamaños de partícula ($50\mu\text{m}$ a $1000\mu\text{m}$). El parámetro N_p se evaluó empleando la relación (VI.32.a) obtenida para lechos fijos, y los valores ajustados de ℓ_0 resultaron en el rango $0 < \ell_0 < 2\mu\text{m}$ para partículas redondeadas. Para las partículas de forma irregular se obtuvieron valores de ℓ_0 considerablemente mayores (valores más bajos de h_{wp}).

Se utilizó un conjunto de datos experimentales de transferencia de calor en lechos fluidizados por aire en condiciones ambiente con cuentas de vidrio clasificadas según su tamaño ($47\mu\text{m}$ a $10000\mu\text{m}$) para estimar valores de Nu_{wp} . Estos valores resultaron apreciablemente menores que aquéllos obtenidos en lechos no-fluidizados para las partículas de similares características. Se sugieren los valores de $\ell_0=2\mu\text{m}$ y N_p dados por ecuaciones (VI.33) para lechos fluidizados con partículas redondeadas, ya que los mismos han permitido reproducir una gran cantidad de datos experimentales exitosamente.

Capítulo VII

*Validación del Modelo
Heterogéneo Generalizado*

Capítulo VII. Validación del Modelo Heterogéneo Generalizado

VII.1 INTRODUCCIÓN

En el Capítulo V se presentó el Modelo Heterogéneo Generalizado (MHG) para la transferencia de calor entre un lecho fluidizado y una superficie sumergida. En instancias previas se probó la capacidad del mismo para predecir las velocidades de transferencia de energía radiante en lechos a alta temperatura y la contribución convectiva del gas en lechos de partículas grandes y operando a altas presiones.

El objetivo principal de este Capítulo es validar el MHG para una amplia gama de tamaños de partícula que cubre desde el régimen puramente conductivo al régimen dominado por la transferencia por convección en el gas. El extenso conjunto de resultados experimentales obtenidos por Wunder (1980) y presentado por Martin (1984b) se consideró apropiado para esta finalidad. Para completar el análisis se incluyen también algunos datos correspondientes a otras fuentes.

Los resultados incluidos en este Capítulo han sido publicados en Mazza y col. (1997c).

VII.2 COMPARACIÓN ENTRE LAS PREDICCIONES Y LOS RESULTADOS EXPERIMENTALES

Todas las medidas experimentales empleadas en las comparaciones de las velocidades de transferencia de calor corresponden a condiciones de bajas temperaturas, por consiguiente, los efectos radiantes resultan despreciables.

Con el fin de comparar las predicciones del MHG con los resultados experimentales se seleccionaron los datos pertenecientes a Wunder (1980) para quince partículas de vidrio esféricas clasificadas según su tamaño de 47 a 10000 μm . Este conjunto de datos fue utilizado también para estimar los parámetros de Nu_{wp} , como se detalla en apartado VI.3.5. En la Tabla VII.1 se muestran las condiciones experimentales

correspondientes a estas partículas. Para las mismas se empleó aire en condiciones de temperatura y presión normal como agente fluidizante. Las medidas fueron llevadas a cabo en recipientes cilíndricos de 0.2 y 0.08 m de diámetro. Se utilizaron sondas térmicas verticales de diferentes longitudes ($L = 0.116$ y 0.274 m) y diámetros ($d_t=0.3$ y 0.4 m).

Como se expusiera en el Capítulo IV el coeficiente de transferencia de calor global, h , puede ser expresado como,

$$h = h_D (1 - f_{Bw}) + h_B f_{Bw} \quad (IV.9)$$

El MHG se empleó en el cálculo de los valores de h_D . Para estimar el coeficiente de transferencia partícula-pared, h_{wp} , se empleó la expresión desarrollada en el Capítulo anterior (ecuación VI.23) con $\ell_0=2 \mu\text{m}$ y N_p calculado a través de las ecuaciones (VI.33).

Tabla VII.1.: Condiciones experimentales empleadas en los ensayos experimentales de transferencia de calor en lechos fluidizados de partículas de vidrio redondeadas ($C_{p,s}=831 \text{ J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$, $k_p=1.0 \text{ W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$).

Partículas (según Geldart)	$d_p [\mu\text{m}]$	$\rho_p[\text{kg m}^{-3}]$	ε_D	ϕ [m]	P [bar]	Rango($U-U_{mf}$) [m s^{-1}]
A	47	2460	0.41	0.150	0.98	0-0.538
	55	2335	0.40	0.150	0.98	0-0.917
	100	2490	0.40	0.150	0.98	0-0.991
	140	2490	0.40	0.150	0.98	0-1084
B	200	2925	0.41	0.265	0.71	0-1.095
	265	2925	0.41	0.150	0.98	0-1.655
	400	2490	0.41	0.150	0.98	0-2.210
	410	2925	0.40	0.150	0.98	0-2.120
	670	2490	0.40	0.265	0.72	0-2.150
D	770	2925	0.41	0.150	0.98	0-1.830
	1400	2925	0.41	0.150	0.98	0-1.500
	2230	2925	0.42	0.150	0.98	0-1.170
	4000	2925	0.39	0.240	0.28	0-4.800
	6000	2925	0.40	0.240	0.28	0-3.800
	10000	2500	0.40	0.240	0.28	0-2.300

El aporte a la transferencia debido a la fase burbuja se evaluó a través de la formulación presentada por Mazza y Barreto (1988). La máxima contribución del término $f_{Bw}h_B$ al coeficiente h alcanzó un 25%, para las partículas de mayor tamaño analizadas.

En la Figura VII.1 se presenta la comparación entre las predicciones del modelo y los resultados experimentales en función de la velocidad de exceso, $U-U_{mf}$, para algunos tamaños representativos de las condiciones enumeradas en la Tabla VII.1. Puede apreciarse que la forma de las curvas experimentales es razonablemente bien predicha por el modelo.

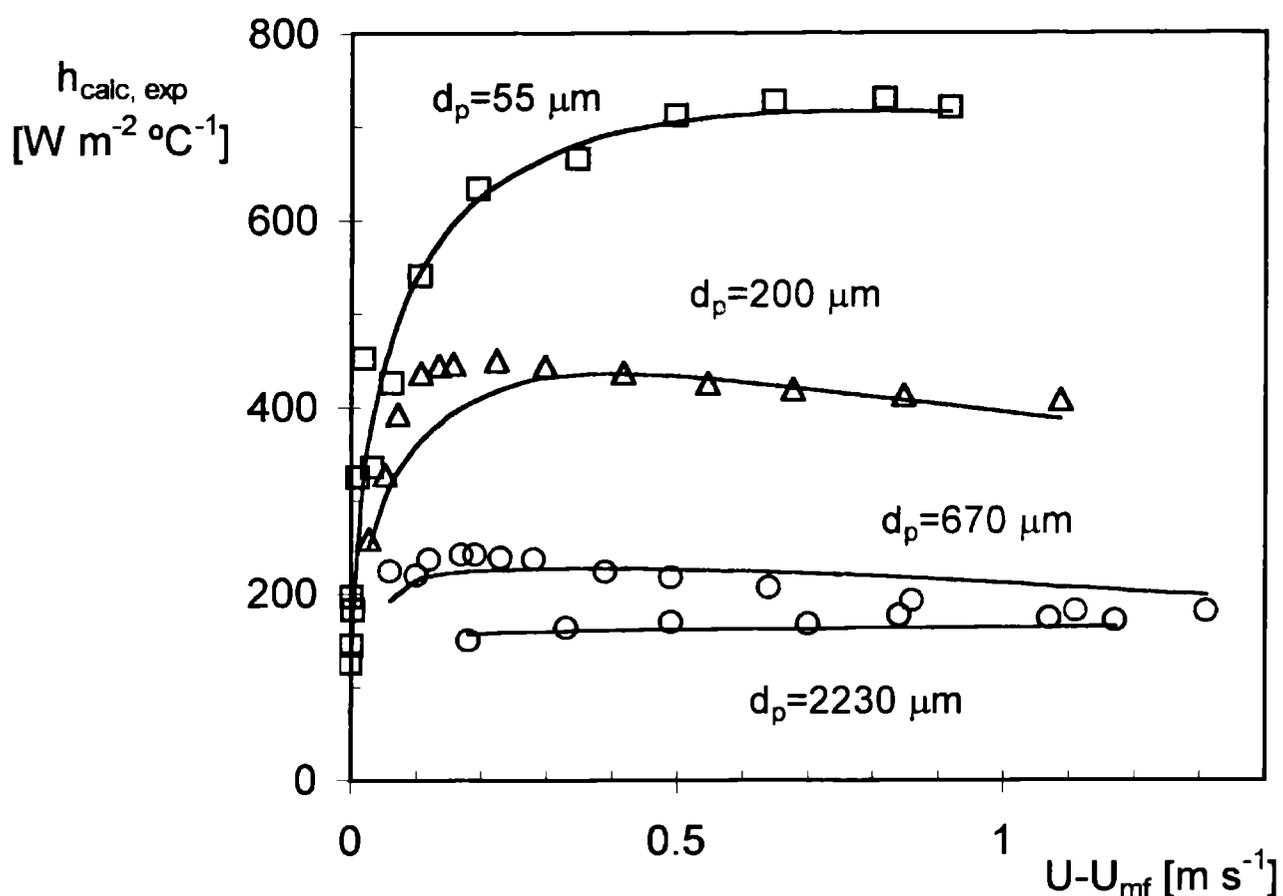


Figura VII.1.: Variación del coeficiente global de transferencia de calor en lechos fluidizados en función de la velocidad de exceso ($U-U_{mf}$). Los datos experimentales corresponden a Wunder (1980) y las predicciones del MHG (curva continua).

La comparación entre los datos surgidos de las experiencias resumidos en la Tabla VII.1 y las predicciones del modelo se muestran en la Figura VII.2. La inmensa mayoría de resultados presenta un error inferior al 20% y el valor medio de las desviaciones relativas es del 10.7%.

Los datos de Wunder (1980) correspondientes a diferentes materiales fluidizados (excluido el vidrio) se analizan en la Figura VII.3, como puede apreciarse en la misma se incluyen materiales con distinta conductividad térmica desde sólidos aislantes, cuyo valor de conductividad es $0.035 \text{ W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ (*styropor*), hasta metales como el aluminio ($k_p = 210 \text{ W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$). Nuevamente, la mayoría de las desviaciones se ubica dentro del $\pm 20\%$ y la desviación media relativa es 17.2%.

Prácticamente todos los valores predichos fuera de la banda del $\pm 20\%$ en la Figura VII.3 sobrestiman los valores experimentales de h , y corresponden a partículas informadas como de forma irregular.

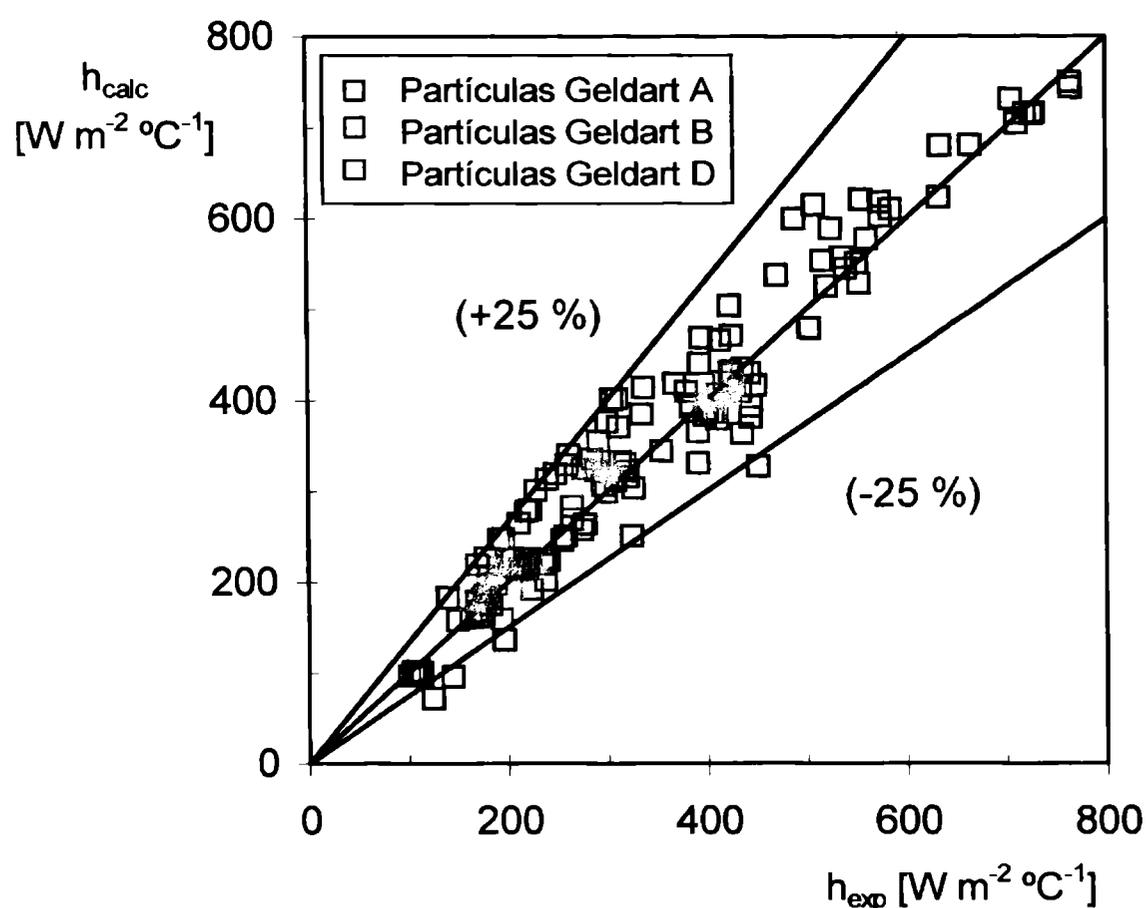


Figura VIII.2.: Comparación entre los valores de h predichos por el MHG y los datos experimentales correspondientes a la Tabla VII.1.

Estos resultados están en acuerdo cualitativo con la tendencia discutida en la sección VI.3.4 para los valores de Nu_{wp} obtenidos para partículas de forma irregular en lechos no fluidizados. En ese caso los valores estimados de Nu_{wp} resultaron significativamente menores que los correspondientes valores para partículas esféricas de tamaño equivalente. Para las partículas mostradas en la Figura VII.3 los

parámetros de Nu_{wp} fueron estimados con las expresiones propuestas para partículas esféricas. Es probable, entonces, que estas desviaciones positivas sean causadas por el efecto de Nu_{wp} .

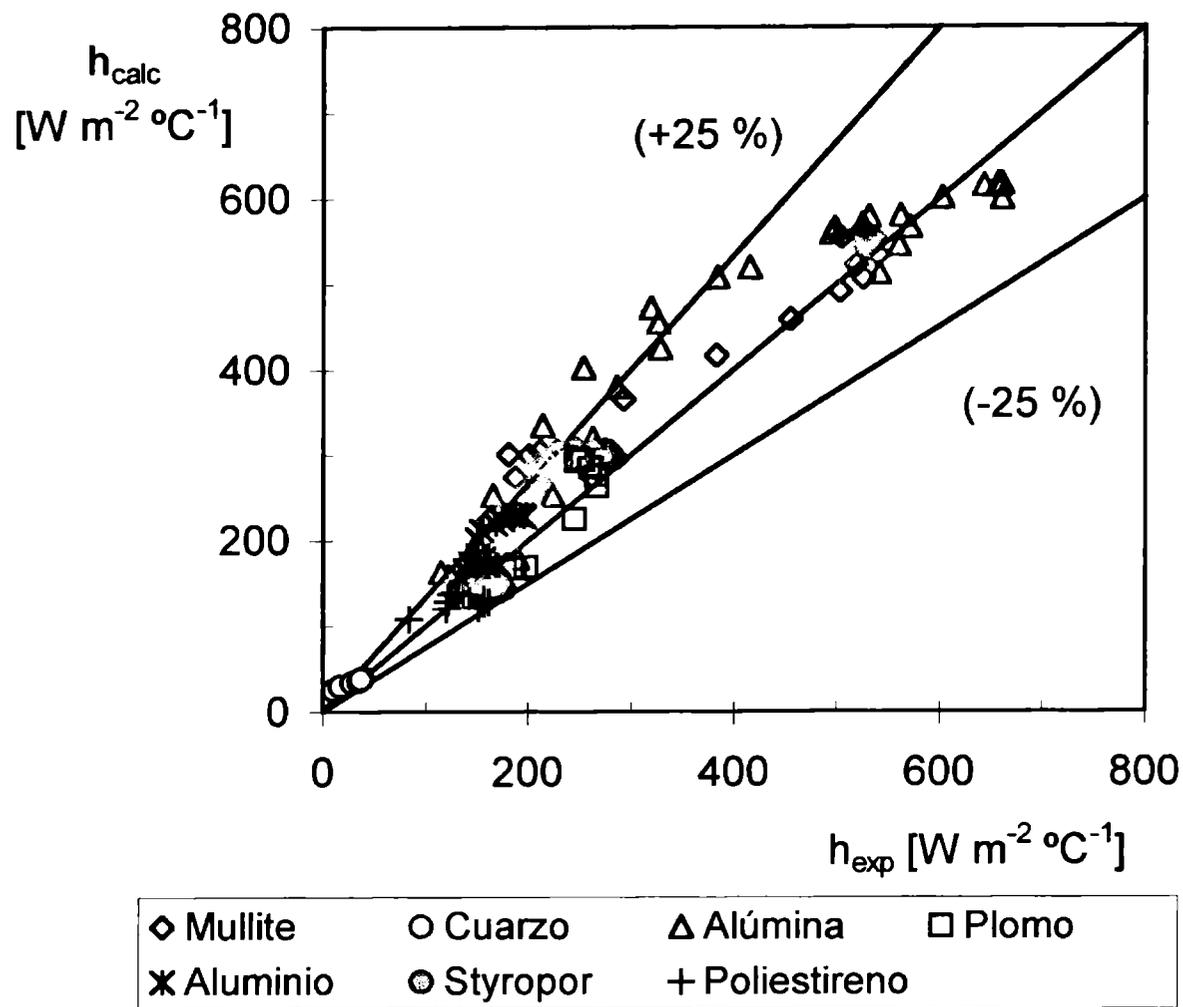


Figura VII.3.: Comparación entre los valores de h predichos por MHG y los datos experimentales reportados por Martin (1984b) para distintos tipos de materiales ($d_t=0.2$ m).

Como se mencionara anteriormente algunos de los datos informados por Wunder (1980) fueron obtenidos en un lecho de 0.08 m de diámetro. Los diámetros de burbuja predichos para las condiciones experimentales informadas presentan valores cercanos al diámetro del recipiente, circunstancia que generó su interpretación como correspondientes al régimen *slug*. De esta forma, en los cálculos realizados que involucran la velocidad de ascenso, u_B (ecuación IV.5) el factor 0.71 fue reemplazado por 0.35 para considerar el comportamiento *slug* [Hovmand and Davidson, 1971], y el diámetro d_B fue limitado por el diámetro del recipiente, d_t . La comparación entre los valores calculados y observados para los coeficientes de transferencia de calor correspondientes a estos datos puede apreciarse en la Figura

VII.4. Se obtuvo un acuerdo muy razonable, con una desviación media relativa de 11.7%.

Se analizó también el efecto del agente fluidizante para los datos reportados por Mickley y Fairbanks (1955). En la Tabla VII.2, se presentan valores de h_{\max} (máximo coeficiente global de transferencia de calor) como una función de $U-U_{mf}$ para partículas de vidrio de 80 μm fluidizadas por aire, Freón 12 y Helio. La conductividad térmica del helio es aproximadamente seis veces mayor que la del aire (véase la Tabla VII.2), sin embargo, el valor de h_{\max} para el helio es solamente el doble del correspondiente valor para el aire. Este comportamiento puede ser explicado apelando al efecto Smoluchowski, que genera una importante resistencia a la transferencia de calor a través de los filetes de gas ubicados entre las partículas y pared y entre partículas vecinas. De hecho, el camino libre medio modificado ℓ_s es varias veces mayor para el helio que para aire en las condiciones analizadas (Tabla VII.2), y por consiguiente, h_{wp} y k_{ep} no aumentan tanto como podría esperarse en función de la relación entre las conductividades térmicas de ambos gases.

El modelo predice razonablemente bien los valores observados de h_{\max} para los tres gases, como puede observarse en la Tabla VII.2.

Es interesante destacar que los valores de ℓ_0 y N_p dados en la opción B.- del apartado VI.3.5 (ecuaciones VI.33) fueron evaluados a partir de experiencias llevadas a cabo con aire como agente fluidizante. Otras combinaciones de valores de ℓ_0 y N_p también hubieran sido adecuadas, como seleccionar un valor de ℓ_0 de aproximadamente 8-10 μm y simultáneamente incrementar N_p .(opción A.- del apartado VI.3.5). Sin embargo, estos valores altos de ℓ_0 enmascararían las diferencias en ℓ_s para los diferentes gases, dado que el efecto de ambos parámetros sobre Nu_{wp} es aditivo.

Por consiguiente, el acuerdo entre los valores predichos y los datos experimentales se deteriora considerablemente si se selecciona esta alternativa (valores de ℓ_0 mayores).

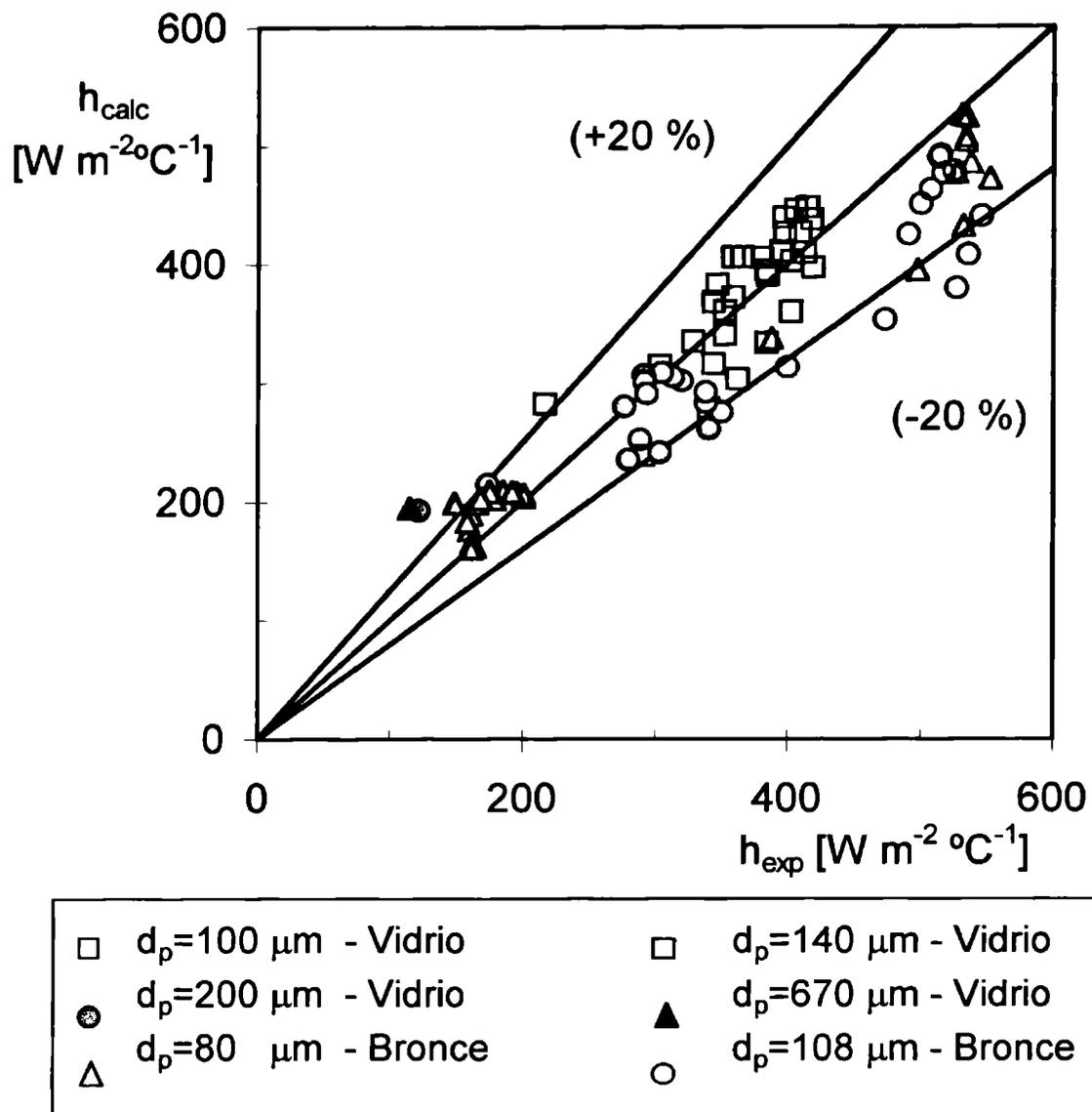


Figura VIII.4.: Comparación entre los valores de h calculados con el MHG y los datos experimentales en régimen *slug*.

Tabla VII.2.: Valores de h calculados (MHG) y resultados experimentales informados por Mickley y Fairbanks para partículas de vidrio ($C_{p,s}=712 J kg^{-1} \text{ } ^\circ C^{-1}$, $k_p=1.0 W m^{-1} \text{ } ^\circ C^{-1}$) de $80 \mu m$ fluidizadas por distintos gases. $\epsilon_D=0.401$

Gas	h_{max}^{exp} [$W m^{-2} \text{ } ^\circ C^{-1}$]	h_{max}^{calc} [$W m^{-2} \text{ } ^\circ C^{-1}$]	l_s [μm]	k_g [$W m^{-1} \text{ } ^\circ C^{-1}$]	Error [%]
Aire	625	566.0	0.275	0.0264	-9.4
Helio	1020	1122.2	5.35	0.150	10.0
CF ₂ Cl ₂	400	320.8	0.066	0.0099	-19.8

VII.1.1 Comparación con resultados de experiencias de transferencia de calor en lechos con superficies sumergidas horizontales

La fluidodinámica alrededor de los tubos horizontales es significativamente más compleja que para las superficies verticales. Se genera una región estable de alta porosidad debajo el tubo y las partículas sobre el tubo forman una capa de baja movilidad. Esta situación se manifiesta particularmente a bajas velocidades de fluidización [Gelperin y Einstein, 1971]. El movimiento de las partículas es complejo y depende de la posición alrededor de la circunferencia y de la velocidad de fluidización [Kurosaki y col., 1988]. Esta circunstancia hace que las velocidades locales de transferencia de calor varíen significativamente alrededor del perímetro.

Xavier y Davidson (1985) afirman que a pesar de estos rasgos distintivos, las velocidades de transferencia de calor promediadas alrededor del perímetro no son muy diferentes de aquéllas obtenidas para los tubos verticales. De cualquier modo, las velocidades de transferencia de calor reportadas por estos autores son algo menores a las encontradas para los tubos verticales. La misma conclusión puede extraerse de los datos experimentales presentados por Leveau (1990). En este caso las velocidades de transferencia de calor para los tubos horizontales son aproximadamente un 20-25% más bajas para las partículas más pequeñas. Esta diferencia disminuye conforme aumenta el d_p y se hace despreciable para $d_p > 1000 \mu\text{m}$. Se espera, entonces, que un modelo elaborado para superficies de intercambio verticales, como el modelo heterogéneo generalizado (MHG), pueda producir resultados razonables si se lo emplea para predecir las velocidades de transferencia de calor para tubos horizontales. Para verificar esta expectativa se analizaron los datos reportados por Chandran y col. (1980) para este tipo de sistemas. Los mismos fueron obtenidos en un lecho de 0.203 m de diámetro y con un dispositivo de intercambio de 28.58 mm de diámetro. En la Tabla VII.3 se resumen las condiciones estudiadas.

La formulación del MHG implementada fue análoga a la empleada para el caso de tubos verticales, con la altura L_w estimada como la mitad del perímetro del tubo, $L_w = 0.5 \pi d_w$ (no obstante, los resultados del modelo fueron sólo ligeramente sensibles a L_w). Como se muestra en la Figura VII.5, se obtuvo un buen acuerdo entre las

predicciones y los datos experimentales, particularmente a valores relativamente altos de $U-U_{mf}$. La desviación media relativa es de 22% y prácticamente todos los errores son positivos, de acuerdo con lo esperado de la discusión anterior.

Tabla VII.3.: Condiciones empleadas en las experiencias de transferencia de calor en lechos fluidizados con sondas horizontales [Chandran y col., 1980].

Símbolo	d_p [μm]	U_{mf} [m s^{-1}]	U_t [m s^{-1}]
○	125	0.024	0.83
○	610	0.28	3.91
○	1580	0.801	9.47

Para una dada partícula la velocidad de fluidización tiene como límite inferior la velocidad de mínima fluidización, U_{mf} y como cota superior la velocidad terminal, U_t .

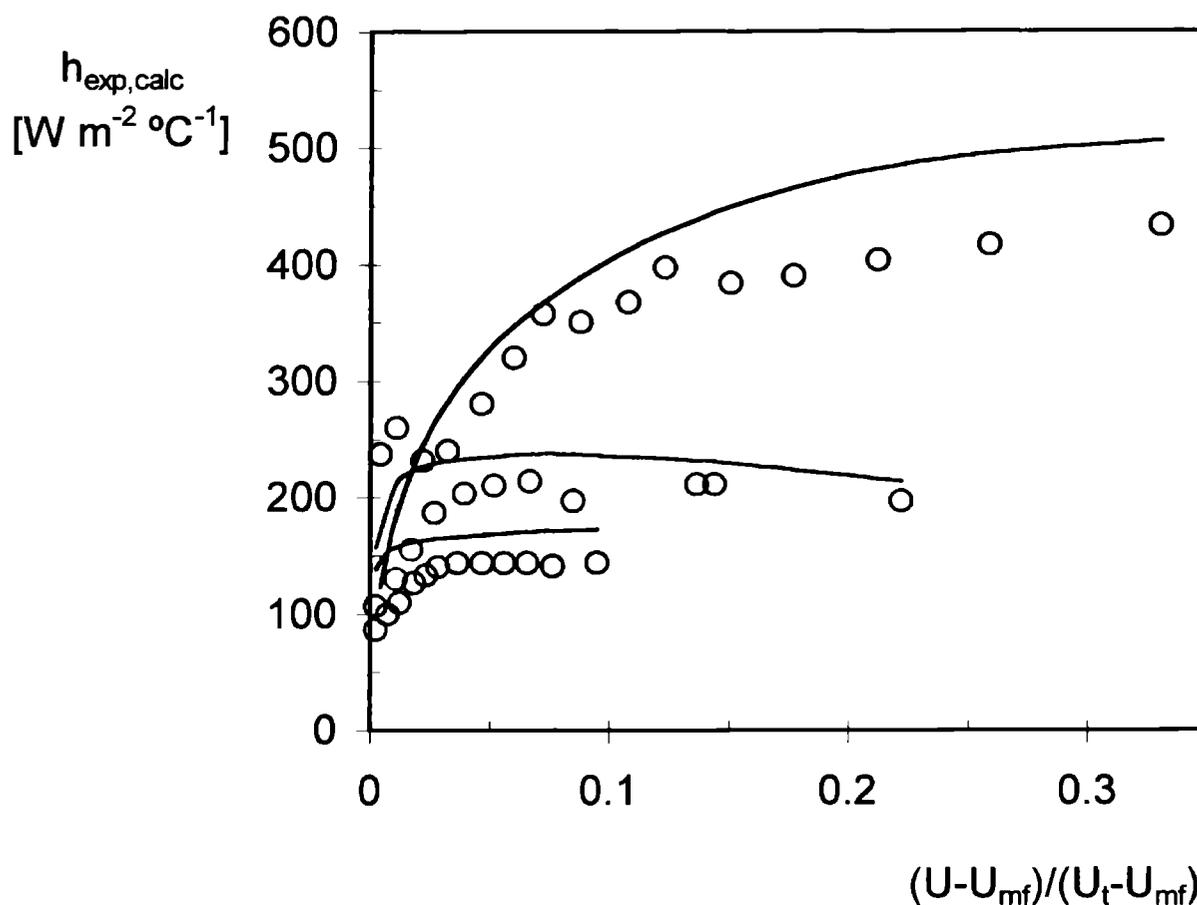


Figura VIII.5.: Valores experimentales y calculados de h para tubos horizontales. Datos de Chandran y col. (1980). Partículas de vidrio ($k_p = 0.9 \text{ W m}^{-1} \text{ °C}^{-1}$, $C_{P,p} = 1.867 \cdot 10^6 \text{ J m}^{-3} \text{ °C}^{-1}$).

VII.3 CONCLUSIONES

Se compararon las predicciones del modelo con un gran número de datos de transferencia de calor experimentales a temperatura ambiente y presión atmosférica. En general, el acuerdo fue altamente satisfactorio, con escasos valores fuera de una banda de error del $\pm 20\%$. Estos resultados muestran una muy buena performance predictiva del modelo para una amplia gama de diámetros de la partícula (50 a $10000\mu\text{m}$), cubriendo desde el régimen conductivo puro (partículas pequeñas) hasta el régimen de convección en el gas dominante (partículas grandes).

Muchos de los datos experimentales analizados corresponden al intercambio de calor entre lechos de partículas de vidrio redondeadas fluidizadas mediante aire y sondas cilíndricas verticales. Otro conjunto de experimentos fueron llevados a cabo con partículas de forma irregular. En estas experiencias los materiales sólidos empleados cubrieron un extenso rango de conductividades térmicas, desde $0.035 \text{ W m}^{-1}\text{C}^{-1}$ (*styropor*) hasta $210 \text{ W m}^{-1}\text{C}^{-1}$ (aluminio). Adicionalmente, los gases empleados para la fluidización fueron helio y Freón 12. Se incluyeron también en el análisis datos correspondientes a experiencias realizadas con tubos horizontales.

Los resultados presentados en este Capítulo y algunos informados previamente, con respecto a las predicciones de la contribución radiante a la transferencia de calor (a temperaturas altas) y el efecto convectivo en el gas (con partículas grandes y a las presiones elevadas), representan un antecedente muy importante para la validación del MHG.

La evaluación de los parámetros que dependen del comportamiento de las burbujas, t_c y f_{Bw} , parece la mayor incertidumbre del modelo como herramienta predictiva. En este sentido, es menester señalar algunas limitaciones que se presentan a partir del empleo de las correlaciones planteadas para estimar los mencionados parámetros. Para calcular f_B se emplearon datos experimentales de expansión global del lecho cuando estuvieron disponibles, o en el caso contrario se utilizaron las expresiones de Hillgardt y Werther (1986). Los casos analizados corresponden a sondas térmicas ubicadas en el centro del lecho, tanto lateral como axialmente, con lo cual se considera que la fracción de burbuja obtenida es suficientemente representativa del comportamiento del mismo. Distinta es la situación y se requiere un análisis adicional, considerando las propiedades locales,

si el dispositivo de intercambio se encuentra ubicado en las cercanías de la pared del lecho, o en una zona contigua al distribuidor de gas.

Otra factor a considerar es la incidencia del tipo de distribuidor sobre el tamaño de burbuja generada al nivel del mismo. La correlación de Hillgardt y Werther (1986), utilizada en los cálculos, fue desarrollada empleando un distribuidor de gas del tipo plato perforado. No obstante, la influencia del tipo de distribuidor resulta menos importante conforme aumenta la distancia sobre el mismo.

Una circunstancia de carácter más general pero que también es necesario considerar es la dispersión propia del sistema; referida al comportamiento aleatorio que presentan los lechos fluidizados. Aún en los lechos fijos se presenta cierto grado de aleatoriedad en el comportamiento tanto fluidodinámico como térmico [Borkink y col., 1992].

Finalmente, la evaluación de las velocidades de transferencia de calor en sistemas geoméricamente más complejos como mazos de tubos presenta mayor complejidad y requiere de información experimental específica [Chandran y col., 1980].

Nomenclatura

Nomenclatura

A	área de la sección transversal del lecho [m ²]
a	distancia desde el eje de la partícula normal a la pared [m]
a _L	absortividad, [-]
Ar	número de Arquímedes, $d_p^3 \rho_g g (\rho_p - \rho_g) / \mu^2$, [-]
B	factor de deformación, [-]
C _{P,D}	capacidad calorífica volumétrica de la fase densa, [J m ⁻³ °C ⁻¹]
C _{P,g}	capacidad calorífica volumétrica del gas, [J m ⁻³ °C ⁻¹]
C _{P,p}	capacidad calorífica volumétrica de las partículas, [J m ⁻³ °C ⁻¹]
C _{P,s}	capacidad calorífica másica de las partículas, [J kg ⁻¹ °C ⁻¹]
d _B	diámetro de burbuja, [m]
d _{B0}	diámetro de burbuja inicial, [m]
d _p	diámetro de partícula, [m]
d _t	diámetro del lecho, [m]
d _w	diámetro del dispositivo del intercambio, [m]
e _D	emisividad isotérmica de la fase densa
e _L	emisividad de la capa de partículas
e _p	emisividad de partícula, [-]
e _w	emisividad de la superficie de intercambio, [-]
f _B	fracción volumétrica local de burbujas (sin las internas), [-]
F _B	flujo volumétrico de burbujas, [m ³ s ⁻¹]
f _{Bw}	fracción volumétrica local de burbujas sobre la superficie de intercambio, [-]
Fo	número de Fourier, $k_p t_c / (C_{P,p} d_p^2)$, [-]
Fo _M	número de Fourier modificado, Fo K, [-]
f _w	fracción de área correspondiente al área proyectada de las partículas, $\pi N_p d_p^2 / 4$
g	aceleración de la gravedad, [m s ⁻²]

Transferencia de calor en lechos fluidizados

Nomenclatura

h	coeficiente de transferencia de calor lecho-superficie, $[W m^{-2} °C^{-1}]$
h_B	coeficiente de transferencia de calor en la fase burbuja, $[W m^{-2} °C^{-1}]$
h_D	coeficiente de transferencia de calor en la fase densa, $[W m^{-2} °C^{-1}]$
h_g	coeficiente de transferencia de calor en el gas en la fase densa, $[W m^{-2} °C^{-1}]$
$h_{g,D}$	componente promedio debida al gas del coeficiente h_D , $[W m^{-2} °C^{-1}]$
h_L	coeficiente de transferencia de calor entre dos capas de partículas consecutivas, $[W m^{-2} °C^{-1}]$
h_{max}	máximo valor de h obtenido variando U , $[W m^{-2} °C^{-1}]$
h_p	coeficiente de transferencia de calor en las partículas de la fase densa, $[W m^{-2} °C^{-1}]$
$h_{p,D}$	componente promedio debida al sólido del coeficiente h_D , $[W m^{-2} °C^{-1}]$
h_{part}	coeficiente de transferencia de calor entre la capa de pastillas adyacente y la superficie de intercambio, basado en el área proyectada de una partícula, $[W m^{-2} °C^{-1}]$
h_{pg}	coeficiente de transferencia partícula-gas en la fase densa, $[W m^{-2} °C^{-1}]$
$h_{rad,D}$	coeficiente de transferencia radiante en la fase densa, $[W m^{-2} °C^{-1}]$
$h_{w,d}$	coeficiente de transferencia de calor basado en la temperatura promedio en la primera capa de pastillas -teniendo en cuenta solamente los mecanismos conductivos-, $[W m^{-2} °C^{-1}]$
h_{wg}	coeficiente de transferencia de calor para el gas entre la capa adyacente de partículas y la superficie de intercambio, $[W m^{-2} °C^{-1}]$
h_{wp}	coeficiente de transferencia de calor para el sólido entre la capa adyacente de partículas y la superficie de intercambio, $f_w h_{part}$, $[W m^{-2} °C^{-1}]$
k_e	conductividad térmica efectiva global, $[W m^{-1} °C^{-1}]$
k_{eg}	conductividad térmica efectiva del gas, $[W m^{-1} °C^{-1}]$
k_{ep}	conductividad térmica efectiva del sólido, $[W m^{-1} °C^{-1}]$
k_g	conductividad térmica del gas $[W m^{-1} °C^{-1}]$
k_p	conductividad térmica del sólido $[W m^{-1} °C^{-1}]$

Transferencia de calor en lechos fluidizados

Nomenclatura

k_{rad}	conductividad térmica efectiva radiante [$\text{W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$]
ℓ	distancia entre un punto en la cara frontal de la pastilla y la pared, [m]
ℓ_0	separación efectiva entre la primera capa de pastillas y la superficie de intercambio, [m]
ℓ_s	camino libre medio modificado teniendo en cuenta el efecto Smoluchowski, [m]
L_w	altura de la superficie de intercambio [m]
N_p	número de partículas adyacentes a la pared por unidad de área [m^{-2}]
Nu	número de Nusselt (los subíndices corresponden a aquellos coeficientes de transferencia específicos), $h d_p/k_g$, [-]
s	parámetro de la transformada de Laplace [s^{-1}]
P	presión de operación [Pa]
Pr	número de Prandtl, $C_{p,g} \mu / (k_g \rho_g)$, [-]
Q	calor transferido por unidad de área de pastilla promediado en t_c [W m^{-2}]
r	coordenada radial, [m]
R	radio de la partícula, $d_p/2$ [m]
Re_D	número de Reynolds en la fase densa, $U_D \rho_g d_p / \mu$, [-]
r_L	reflectividad de la capa de partículas, [-]
S	área expuesta sumergida, [m^2]
T	temperatura instantánea local en la pastilla esférica, [$^\circ\text{C}$]
t	tiempo, [s]
t_c	tiempo de contacto, [s]
T_D	temperatura de la zona pseudohomogénea, [$^\circ\text{C}$]
T_{D0}	temperatura en el contorno de la zona pseudohomogénea, [$^\circ\text{C}$]
T_F	temperatura en el seno del lecho, [$^\circ\text{C}$]
T_g	temperatura en el gas intersticial, [$^\circ\text{C}$]
T_{g0}	temperatura promedio en el gas intersticial sobre la pared, [$^\circ\text{C}$]
t_L	transmisividad de la capa de pastillas, [-]
T_p	temperatura promedio de la primera capa de pastillas, [$^\circ\text{C}$]

Transferencia de calor en lechos fluidizados

Nomenclatura

T_{rad}	promedio pesado de temperatura en la cara frontal de la pastilla, [°C]
T_s	temperatura promedio en la superficie de la pastilla, [°C]
T_w	temperatura de la superficie de intercambio, [°C]
U	velocidad superficial de gas, [m s ⁻¹]
u_B	velocidad de ascenso de burbuja, [m s ⁻¹]
U_B	velocidad superficial de burbuja, [m s ⁻¹]
U_D	velocidad superficial del gas en la fase densa, [m s ⁻¹]
U_g	velocidad superficial del gas en la zona heterogénea, [m s ⁻¹]
U_{mf}	velocidad superficial de gas en condiciones de mínima fluidización, [m s ⁻¹]
u_p	velocidad promedio de las partículas, [m s ⁻¹]
V_p	volumen particular, $\pi d_p^3 / 6$, [m ³]
y	distancia entre un punto en la superficie de la partícula y la pared, $R - [R^2 - a^2]^{0.5}$, [m]
z	coordenada normal a la superficie de intercambio, [m]

Letras griegas

θ	angulo polar medido desde la dirección normal a la pared, [rad]
Δ	distancia entre centros de partículas adyacentes pertenecientes a capas consecutivas, [m]
ρ	coordenada radial adimensional, r/R , [-]
ϕ	altura sobre la placa distribuidora [m]
K	cociente de conductividades térmicas, k_p/k_g , [-]
ϵ_D	porosidad de la fase densa, [-]
ϵ_g	porosidad promedio en la zona heterogénea, [-]
ϵ_{mf}	porosidad del lecho en condiciones de mínima fluidización, [-]
ν_B	frecuencia de pulsación de las burbujas, [s ⁻¹]
σ	constante de Stefan-Boltzmann, [W m ⁻² °C ⁻⁴]
ρ_p, ρ_g	densidad del gas y de la partícula, [kg m ⁻³]
μ	viscosidad del gas, [kg m ⁻¹ s ⁻¹]

Transferencia de calor en lechos fluidizados
Nomenclatura

Subíndices y supraíndices

d	conductivo
D	fase densa
mf	mínima fluidización
v	convectivo

***Conclusiones
y Perspectivas***

Conclusiones y perspectivas

TRANSFERENCIA DE CALOR EN LECHOS RELLENOS CON FLUJO BIFÁSICO DESCENDENTE

Existen en la bibliografía numerosos trabajos que describen la fluidodinámica de los reactores trifásicos de lecho fijo. Una situación completamente análoga se presenta respecto de la transferencia de calor en lechos rellenos con flujo de una única fase. Sin embargo, la información acerca de la transferencia de calor en lechos fijos con flujo bifásico descendente es escasa. Las correlaciones existentes en la bibliografía, en su mayoría correspondientes a modelos del tipo bidimensional pseudohomogéneo, ponen de manifiesto una notable falta de acuerdo en los valores predichos para la conductividad térmica efectiva y para el coeficiente de transferencia en la pared. Estas diferencias se extienden también al campo de la interpretación fenomenológica de los mecanismos dominantes mediante los cuales se produce la transferencia de calor entre el lecho relleno y el medio externo.

Las circunstancias descritas anteriormente impulsaron y alentaron el presente estudio. Se diseñó, construyó y puso en funcionamiento un equipo experimental destinado a estudiar la transferencia de calor entre un lecho relleno de partículas inertes, a través del cual fluyen en co-corriente descendente aire y agua, y un fluido de intercambio. Este equipo presenta la particularidad de permitir la variación de la longitud de intercambio sin necesidad de colocar sensores térmicos en el interior del lecho a distintas alturas. Esta flexibilidad se consiguió mediante la implementación de un sistema de calefacción por tramos.

Se llevó a cabo la adquisición de datos en la zona de intercambio térmico para diferentes condiciones operativas en flujo trickle y para tres tamaños de relleno. Los datos relevados consistieron en: caudales de los fluidos empleados, temperatura de entrada de los mismos, temperatura de pared, distribución radial de temperatura dentro del lecho y temperatura media para diferentes longitudes de lecho.

Avanzando en el estudio y con el propósito de analizar cuali y cuantitativamente el rol de las variables operativas y del tamaño del relleno en el fenómeno de

transferencia a nivel local (considerando simultáneamente las variaciones axiales y radiales de temperatura) se planteó un modelo de tipo bidimensional pseudohomogéneo para ajustar los datos experimentales. Los resultados alcanzados permitieron analizar el efecto de las variaciones de los caudales de gas y líquido y del diámetro de pastilla sobre los parámetros de térmicos y plantear expresiones para correlacionarlos. En una primera etapa, se obtuvieron correlaciones de conductividad efectiva y de número de Nusselt para cada diámetro de pastilla. Luego, en el caso de la conductividad efectiva, se generó una expresión general que incluye todos los tamaños (ecuación III.10). La misma resulta completamente adecuada para cualquier propósito práctico. Respecto del número de Nusselt, se propuso una expresión que permite estimarlo con razonable precisión para valores de $\alpha > 15$ (ecuación III.15), planteándose, al mismo tiempo, un enfoque alternativo para los casos en los cuales $\alpha < 15$.

Finalmente, los valores experimentales de conductividad efectiva y de número de Nusselt se contrastaron con los predichos a través de las correlaciones de bibliografía. Se incluyeron también en la comparación correlaciones típicas para sistemas con flujo monofásico y las expresiones (III.10) y (III.15). Los resultados permitieron verificar la fuerte discrepancia de las correlaciones de bibliografía. En este contexto, se reafirmó la muy buena capacidad predictiva de las ecuaciones propuestas en este trabajo.

Sugerencias para futuros estudios

Existe un vacío experimental en lo que se refiere a geometrías de relleno distintas a esferas y anillos. Sería deseable, entonces, abordar estudios que incluyan otras formas de relleno, en especial aquellas asimilables a los catalizadores empleados en las aplicaciones de los RTB (por ejemplo: cilindros extrudados o multilobular). Una situación similar se presenta con los tipos de fluidos empleados en los ensayos, la mayor parte de los trabajos fueron llevados a cabo utilizando aire y agua.

Si bien se logró un resultado muy satisfactorio en la regresión de los datos experimentales, pudo comprobarse la dificultad en el ajuste del coeficiente de transferencia en la pared, puesta de manifiesto en las bandas de incertidumbre obtenidas, notablemente más grandes que en el caso de los otros parámetros. Esta

situación está asociada probablemente a la dificultad experimental de obtener una cantidad suficiente de información confiable en esta estrecha zona. Resultaría de interés "ampliar" la denominada región de pared estudiando la fluidodinámica y la transferencia de calor en sistemas con una relación diámetro de tubo diámetro de pastilla más pequeña.

TRANSFERENCIA DE CALOR EN LECHOS FLUIDIZADOS

Se expuso en esta parte de la Tesis el análisis de la transferencia de calor entre un lecho fluidizado por gas en régimen de burbuja y una superficie sumergida, desarrollando una formulación mecánica para evaluar la velocidad de transferencia de calor entre un lecho fluidizado en régimen de burbuja y una superficie sumergida.

La atención se concentró en la contribución de la fase densa, debido al hecho que la velocidad más alta de transferencia de calor se alcanza cuando los agregados de la fase densa entran en contacto con la superficie sumergida. El modelo desarrollado para la fase densa se denomina Modelo Heterogéneo Generalizado (MHG).

El MHG considera simultáneamente los tres mecanismos que contribuyen a la transferencia de calor: conducción, convección de gas y radiación. Para caracterizar cada uno se utilizan parámetros térmicos efectivos. El éxito de este enfoque depende de la identificación del nivel apropiado de discretización para definir cada parámetro y del desarrollo de correlaciones convenientes para su evaluación. El nivel de discretización, se definió a través de un análisis cuidadoso de los elementos conceptuales y la información de naturaleza empírica disponible para el proceso de transferencia de calor. Las correlaciones para los parámetros han sido escogidas de las contribuciones anteriores o se han desarrollado específicamente.

Un análisis de sensibilidad para los diferentes parámetros involucrados reveló que algunos de ellos no requieren ser evaluados con alta precisión. Los parámetros relevantes son aquellos que describen la transferencia de calor a través de la capa de gas adyacente a la superficie (h_{wg}), la transferencia de calor a través de los puntos del contacto entre las partículas adyacentes y la superficie (h_{wp}) y las propiedades radiantes de la primera capa de partículas. A tiempos de contacto

largos, la conductividad térmica efectiva de la fase densa se convierte también en un parámetro importante. En este contexto, se desarrolló una formulación para evaluar h_{wp} que tiene en cuenta en forma simultánea la transferencia transiente en el sólido, el efecto Smolouchoski, la separación física entre las partículas la pared y la rugosidad de ambas superficies. Las correlaciones recomendadas para los parámetros de la fase densa fueron consideradas satisfactorias a partir de la comparación entre las velocidades de transferencia de calor predichas y los datos experimentales.

Además de los parámetros térmicos asociados la fase densa, el MHG introduce dos parámetros importantes que dependen del comportamiento de fase la burbuja: el tiempo de contacto, t_c y la fracción de burbuja en la superficie, f_{Bw} . Sobre estos parámetros tienen incidencia la velocidad de flujo de gas, la geometría del lecho, el tipo de distribuidor de gas y las características geométricas de la superficie sumergida. La evaluación de t_c y f_{Bw} es, entonces la fuente de incertidumbre mayor si se pretende emplear el modelo como una herramienta del predictiva. En particular, sería importante estimar t_c y f_{Bw} satisfactoriamente para mazos de tubos asimilables a los empleados en las aplicaciones industriales. El uso de tubos horizontales introduce una complejidad adicional, ya que los coeficientes de transferencia de calor son una función de la coordenada angular alrededor del tubo.

Se comparó una importante cantidad de datos correspondientes a condiciones experimentales que cubren prácticamente el rango completo de diámetros de la partícula y una variedad de materiales fluidizados y gases fluidizantes, a temperatura ambiente y presión atmosférica, alcanzándose resultados altamente satisfactorios. La mayoría de los datos experimentales se obtuvieron con superficies verticales, aunque también se analizaron algunos resultados para tubos horizontales.

Adicionalmente, la capacidad de predicción del modelo ha sido probada exitosamente en trabajos anteriores para altas temperaturas (hasta 1200 °C) y altas presiones (hasta 8 MPa), completando de esta forma toda la gama de condiciones de operación factibles de ser encontradas en la práctica.

Es posible concluir, entonces, que a pesar de la dispersión en la información experimental y la complejidad de los mecanismos involucrados en la transferencia de calor (y sus interacciones), se ha desarrollado un modelo que bajo una formulación

única permite cuantificar adecuadamente las contribuciones del sólido, gas y transferencia de calor radiante, constituyendo una herramienta accesible de excelente capacidad predictiva.

Perspectivas para futuros estudios

Una alternativa de estudio realmente interesante se presenta respecto del análisis del coeficiente de transferencia partícula-pared en el caso de pastillas de geometría irregular. Existe la posibilidad de extender la formulación aquí presentada para estas situaciones, paralelamente sería deseable avanzar en la obtención de la información experimental necesaria para el ajuste los correspondientes parámetros del modelo. Otro tema escasamente abordado en la literatura, pero de mayor importancia en las aplicaciones prácticas, es el estudio de la transferencia de calor en bancos de tubos. Dado que se cuenta con los elementos conceptuales básicos y con un modelo extensamente probado para un único tubo, puede evaluarse la posibilidad de adecuar el enfoque para extender el análisis a este tipo de situaciones.

CONCLUSIONES GENERALES

Los sistemas multifásicos se constituyen progresivamente en un tópico de ineludible importancia en el ámbito de la Ingeniería Química. Conforme aumenta el universo de aplicaciones que involucran a los mismos, crece también la necesidad de generar conocimiento acerca de los fenómenos básicos que los caracterizan.

En el contexto de la presente Tesis se ha abordado el estudio de la transferencia de calor en dos sistemas constituidos por fases múltiples. El vínculo entre estos sistemas viene dado por la presencia de mecanismos elementales de transferencia comunes a ambos.

El enfoque adoptado para abordar ambos estudios es completamente análogo. Los modelos planteados en ambos casos reconocen la presencia de contribuciones de la misma naturaleza a la transferencia de calor. En ambos casos se diferencia el comportamiento de la zona cercana a la pared de la del seno del lecho. Se reconocen para ambas regiones dos contribuciones a la transferencia de calor: una asociada a la convección en el fluido, y otra vinculada a la fase sólida. Respecto de

esta última contribución, para la zona cercana a la pared, una única formulación permitió estimar su valor en ambos sistemas con razonable precisión.

Sin duda, existen diferencias en cuanto a la relevancia de los aportes mencionados, generadas por las características propias de los sistemas analizados.

En el caso de los lechos fluidizados el esfuerzo se centra en cuantificar adecuadamente el intercambio térmico, esencialmente conductivo, entre la pared y las partículas adyacentes a la misma de la fase densa. La convección en el gas, resulta de importancia secundaria, excepto para las partículas de gran tamaño, no obstante, en estas circunstancias la fase sólida sigue teniendo incidencia a través de su capacidad calorífica.

En el caso de la transferencia de calor en lechos rellenos con flujo bifásico descendente, el mecanismo relevante es la convección en el líquido. La fase sólida tiene un rol secundario, caracterizado a través los aportes estancos a los parámetros de transferencia. En estas condiciones, el objetivo fue considerar adecuadamente el mecanismo convectivo del líquido.

A pesar de las características distintivas, estructurales y fluidodinámicas, de los sistemas de fases múltiples analizados, la presencia de mecanismos básicos de transferencia de calor, que actúan como denominador común, permite abordar el estudio del comportamiento térmico de los mismos a través de un único enfoque global.

Referencias bibliográficas

Referencias bibliográficas

- ❖ Al-Dahhan M. H., Larachi F., Dudukovic M. P., Laurent A., *"High-Pressure Trickle-Bed Reactors: A Review"*, Ind. Eng. Chem. Res., 36, 3292-3314 (1997).
- ❖ Attou A., Boyer C., *"Revue des Aspects Hydrodynamiques des Réacteurs Catalytiques Gaz-Liquide-Solide à Lit Fixe Arrosé"*, Oil & Gas Sci. and Tech. - Revue de l'IFP, 54, 29-6 (1999).
- ❖ Babu B. V., Sastry K. K. N., *"Estimation of Heat Transfer Parameters in a Trickle-Bed Reactor using Differential Evolution and Orthogonal Collocation"*, Comp. & Chem. Eng., 23, 327-339 (1999).
- ❖ Baeyens J., Geldart D., *"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, 163 (1974).
- ❖ Barreto G. F., Donzi G., Lancia A., Volpicelli G., *"Modelling of Heat Transfer between a Slugging Fluidización Bed and Immersed Vertical Probes"*, Powder Technol., 41, 41-48 (1985).
- ❖ Barreto G. F., Lancia A., Volpicelli, G., *"Heat Transfer and Fluid Dynamic Characteristics of Gas Fluidized Beds under Pressure"*, Powder Technol., 46, 155-166 (1986).
- ❖ Barreto G. F., Martínez, O. M., *"Prediction of Overall Heat Transfer Coefficients for the Simulation of Multitubular Catalytic Fixed Bed Reactor"*, Trends in Heat, Mass & Momentum Transfer, 2, 1-33 (1992).
- ❖ Barreto G. F., Yates J. G., Rowe P. N., *"The Effect of Pressure on the Flow of Gas in Fluidized Beds of Fine Particles"*, Chem. Eng. Sci., 38, 1935 (1983).
- ❖ Baskakov, A. P., Berg, B. V., Vitt, O. K., Filippovsky, N. F., Kirakosyan, V. A., Goldobin, J. M., Maskaev, V. K., *"Heat Transfer to Objects Immersed in Fluidized Beds"*, Powder Technol., 8, 273-282 (1973).

- ❖ Bauer R., Schlünder E. U., "Effective Radial Thermal Conductivity of Packings in Gas Flow. Part II. Thermal Conductivity of Packing Fraction without Gas Flow", *Int. Chem. Eng.*, 18 (2), 189-204, (1978a).
- ❖ Bauer R., Schlünder E. U., "Effective Radial Thermal Conductivity of Packing in Gas Flow. Part II. Thermal Conductivity of the Packing Fraction without Gas Flow", *Int. Chem. Eng.*, 18, 189-204 (1978).
- ❖ Bergault I., Rajashekharam M. V., Chaudari R. V., Scheweich D., Delmas H., "Modeling and Comparison of Acetophenone Hydrogenation in Trickle-Bed and Slurry Airlift Reactors", *Chem. Eng. Sci.*, 52, 4033-4043 (1997).
- ❖ Bi H. T., Grace J. R., "Effects of Pressure and Temperature on Flow Regime in Gas-Solids Fluidization Systems", *The Canadian J. of Chem. Eng.*, 74, 1025-1027 (1996).
- ❖ Bi H. T., Grace J. R., "Flow Regime Maps for Gas-Solids Fluidization and Upward Transport", *Int. J. Multiphase Flow*, 21, 1229-1236 (1995).
- ❖ Biardi G., Baldi G., "Three-Phase Catalytic Reactors", *Catal. Today*, 52, 223-234 (1999).
- ❖ Bock H. J., "Heat Transfer in Fluidized Beds", in *Preprints of the 4 th. Int. Conf. on Fluidization, Kahikojima*, 521-528 (1983).
- ❖ Borkink J. G. H., Van De Watering C. G., Westerterp K. R., "The Statistical Character of Bed-Scale Effective Heat Transport Coefficients for Packed-Bed", *Trans. IChemE.*, 70 (Part A), 610-619 (1992).
- ❖ Botterill J. S. M., Butt M. H. D., Cain G. L., Redish K. A., "The Effect of Gas and Solid Thermal Properties on the Rate of Heat Transfer to Gas-Fluidized Beds", in *Proc. Int. Symp. on Fluidization, Eindhoven, Netherland Univ. Press, Amsterdam*, 442-457 (1967).
- ❖ Brebbia C. A., Dominguez J., *Boundary Elements. An Introductory Course*, Computational Mechanics Publications, Southampton, 2nd ed. (1992).
- ❖ Bressa S. P., Ardiaca N. O., Martínez O. M., Barreto G. F., "Analysis of Operating Variables in the Catalytic Purification of 1-butane in a Trickle-Bed", *Chinesse J. of Chem. Eng.*, 6 (3), 103-115 (1998).

Transferencia de calor en sistemas multifásicos

Referencias bibliográficas

- ❖ Bruno S. P., Barreto G. F., Gonzalez M. G., *"Effect of Geometric Characteristics of Commercial Catalysts for Steam Reforming"*, The Chem. Eng. Journal, 39, 147-156 (1988).
- ❖ Bunk S. A., D'Acierno J. P., *"Selecting a Winner In Fluidization"*, Chem. Eng., May, 86-93 (1999).
- ❖ Carslaw H. S., Jaeger J. C., *Conduction of Heat in Solids*, 2nd. edition, Oxford University Press, Oxford (1959).
- ❖ Crane R. A., Vachon R. I., *"A Prediction of the Bounds on the Effective Thermal Conductivity of Granular Materials"*, Int. J. Heat Mass Transfer, 20, 711-723 (1977).
- ❖ Crine M., *"Heat Transfer Phenomena in Trickle-Bed Reactors"*, Chem. Eng. Commun., 19, 99-114 (1982).
- ❖ Chandran R. J., Chen J. C., Staub F. W., *"Local Heat Transfer Coefficients around Horizontal Tubes in Fluidized Beds"*, J. of Heat Transfer, Transactions of the ASME, 102, 152-157 (1980).
- ❖ Charpentier J. C., Favier M., *"Some Liquid Holdup Experimental Data in Trickle-Bed Reactors for Foaming and Nonfoaming Hydrocarbons"*, AIChE J., 21 (6), 1213-1218 (1975).
- ❖ Chen C. S., Rashed Y. F., Golberg M. A., *"A Mesh-Free Method for Linear Diffusion Equations"*, Numerical Heat Transfer. Part B, 33, 469-486 (1998).
- ❖ Chu C. F., Ng K. M., *"Effective Thermal Conductivity in Trickle-Bed Reactors: Application of Effective Medium Theory and Random Walk Analysis"*, Chem. Eng. Commun., 37, 127-140 (1985).
- ❖ Chu C. F., Ng K. M., *"Pressure Drop Hysteresis Trickle-Beds"*, AIChE J., 35 (8), 1365-1369 (1989).
- ❖ Decker N. A., Glicksman L. R., *"Conduction Heat Transfer at Surface of Bodies Immersed in Gas Fluidized Beds of Spherical Particles"*, AIChE Symp. Ser., 77 (208) 341-349 (1981).
- ❖ Decker N. A., Glicksman L. R., *"Heat Transfer in Large Particle Fluidized Beds"*. Int. J. Heat Mass Transfer, 26, 1307-1320 (1983).

Transferencia de calor en sistemas multifásicos

Referencias bibliográficas

- ❖ Delmas H. Froment G. F., "A Simulation Model Accounting for Structural Radial Nonuniformities in Fixed Bed Reactors" *Chem. Eng. Sci.*, 43 (8), 2281-2287 (1988).
- ❖ Dixon A. G., "Wall and Particle-Shape Effects on Heat Transfer in Packed Beds", *Chem. Eng. Commun.*, 71, 217-237 (1988).
- ❖ Dixon A. G., Creswell D. L., "Theoretical Predictions of Effective Heat Transfer Parameters in Packed Beds", *AIChE J.*, 25, 663-676 (1979).
- ❖ Dixon G. A., Labua L. A., "Wall-to-Fluid Coefficients for Fixed Bed Heat and Mass Transfer", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 28, 879-881 (1985).
- ❖ Dudukovic M.P., Larachi F., Mills P. L., "Multiphase Reactors - Revisited", *Chem. Eng. Sci.*, 54, 1975-1995 (1999).
- ❖ Ernst R., "Der Mechanismus des Wärmeüberganges an Wärmeaustauschern in Fließbetten", *Chem. Ing. Tech.*, 31, 166-173 (1959).
- ❖ Ernst R., "Wärmeübergang an Wärmetauschem in Moving Bed", *Chem. Ing. Tech.*, 32, 17-32 (1960).
- ❖ Fahien R. W., Smith J. M., "Mass Transfer in Packed Beds", *AIChE J.*, 1 (1), 28-37 (1955).
- ❖ Flamant G., Fatah N., Olalde G., Hernandez D., "Temperature Distribution near a Heat Exchanger Wall Immersed in High Temperature Packed and Fluidized Beds", *ASME J. of Heat Transfer*, 114, 50-55 (1992).
- ❖ Flamant G., Lu J. D., Variot B., "Radiative Heat Transfer in Fluidized Beds: A Comparison of Exact and Simplified Approaches", *ASME J. of Heat Transfer*, 116, 652-659 (1994).
- ❖ Flamant G., Lu J. D., Variot B., "Towards a Generalized Model for Vertical Wall to Gas-Solid Fluidized Beds Heat Transfer. II. Radiative Transfer and Temperature Effects", *Chem. Eng. Sci.*, 48 (13), 2493-2503 (1993b).
- ❖ Floris F., Glicksman L. R., "Investigation of Contact Resistance in Fluidized Bed with Rough and Smooth particles" in *Heat and Mass Transfer in Fixed and Fluidized Beds* (W. P. M. van Swaaij and N. H. Afgan, eds.), Hemisphere, Washington, 107-110 (1986).

- ❖ Fortuny A., Bengoa C., Font J., Castells F., Fabregat A., *"Water Pollution Abatement by Catalytic Wet Air Oxidation in a Trickle Bed Reactor"*, Catal. Today, 53, 107-114 (1999).
- ❖ Funk G. A., Harold M. P., Ng Ka M., *"A Novel Model for Reaction in Trickle Bed with Flow Maldistribution"*, Ind. Eng. Chem. Res., 29, 738-748 (1990).
- ❖ Furimsky E., *"Selection of Catalysts and Reactors for Hydroprocessing"*, Catal. Today, 171, 177-206 (1998).
- ❖ Gabor J. D., *"Wall-to-bed Heat Transfer in Fluidized and Packed Beds"*, Chem. Eng. Prog. Symp. Ser., 66, 76-86 (1970).
- ❖ Ganzha V. L., Upadhyay S. N., Saxena S. C., *"A Mechanistic Theory for Heat Transfer between Fluidized Beds of Large Particles and Immersed Surfaces"*, Int. J. Heat Mass Transfer, 25, 1531-1540 (1982).
- ❖ Geldart D., *"Type of Gas Fluidization"*, Powder Technol., 285-292 (1973).
- ❖ Gelperin N. I., Einstein V. G., *"Heat Transfer in Fluidized Beds"*, in Fluidization (J. F. Davidson and D. Harrison, eds.), Chapter 10, 471- 568 (1971).
- ❖ Germain A. H., Lefebvre A. G., L'Homme G. A., *"Chem. Reac. Eng. II"*, ACS Monograph Series, 133, pag. 133 (1974).
- ❖ Gianetto A., Specchia V., *"Trickle-Bed Reactors: State of Arts and Perspectives"*, Chem. Eng. Sci., 47 (13/14), 3197-3213 (1992).
- ❖ Gloski D., Glicksman L., Decker N. A., *"Thermal Contact Resistance at Surface in Contact with Fluidized Bed Particles"*, Int. J. Heat Mass Transfer, 27, 599-610 (1984).
- ❖ Golberg M. A., Chen C. S., Muleshkov A. S., *"The Method of Fundamental Solutions for Time-Dependent Problems"*, Boundary Element Technology XIII, Brebbia C. A. and Pepper D. W. (Eds.), WIT Press, Boston, Southampton, 377-386 (1999).
- ❖ Gray W. A., *The Packing of Solid Particles*, Chapman and Hall Ltd, London, (1968).
- ❖ Grosser K., Carbonell R. G., Cavero A., Sáez A. E., *"Lateral Thermal Dispersion in Gas-Liquid Cocurrent Downflow through Packed Beds"*, AIChE J., 42 (10), 2977-2983 (1996).

- ❖ Hampshire L. N., *"The Effect of Gas Properties on Wall to Bed Heat Transfer in a Flowing Bed"*, M. Sc. Thesis, Dept. Chem. Engng., Univ. of Birmingham (1967).
- ❖ Harakas N. K., Beatty K. O., Jr., *"Moving Bed Heat Transfer: I. Effect of Interstitial Gas with Fine Particles"*, Chem. Eng. Symp. Ser., 54 (41) 122-128 (1963).
- ❖ Hashimoto K., Murayama K., Nagata S., Fujiyoshi K., *"Effective Radial Thermal Conductivity in Concurrent Flow of Gas and Liquid Through Packed Bed"*, Kagaku Kogaku Ronbunshu, 2, 53-59 (1976).
- ❖ Hewitt G. F., Shires G. L., Bott T. R., *Process Heat Transfer*, CRC Press, Boca Ratón, Florida (1994).
- ❖ Hillgardt K., Werther J. *"Local Bubble Hold-up and Expansion of Gas-Solid Fluidized Beds"*, Germ. Chem. Eng., 9, 215-221 (1986).
- ❖ Horowitz G.I., Martínez O. M., Cukierman A. L., Cassanello M.C., *"Effect of the Catalyst Wettability on the Performance of a Trickle-Bed Reactor for Ethanol Oxidation as a Case Study"*, Chem. Eng. Sci., 54, 4811-4816 (1999).
- ❖ Hovmand S., Davidson J. F., *"Pilot Plant and Laboratory Scale Fluidized Reactors at High Gas Velocities; the Relevance of Slug Flow"*, in Fluidization (J. F. Davidson and D. Harrison, Eds.), Academic Press, New York, Chapter 5, 193-259 (1971).
- ❖ Iliuta I., Thyron F. C., Muntean O., *"Hydrodynamic Characteristics of Two-Phase Flow Through Fixed Beds: Air/Newtonian and Non-Newtonian Liquids"*, Chem. Eng. Sci., 51 (22), 4987-4995 (1996).
- ❖ Ismagilov Z. R., Kerzhentsev M. A., *"Fluidized Bed Catalytic Combustion"*, Catal. Today, 47, 339-346 (1999).
- ❖ Jazayeri B., *"Successfully Scale Up Catalytic Gas-Fluidized Beds"*, Chem. Eng. Prog., 91 (4), 26-31 (1995).
- ❖ Kiared K., Zoulalian A., *"A Study and Modelling of Catalytic Sulfur Dioxide Oxidation in Verifix Three-Phase Reactor"*, Chem. Eng. Sci., 47, 3705-3712 (1998).
- ❖ Krishna R., Sie S. T., *"Strategies for Multiphase Reactor Selection"*, Chem. Eng. Sci., 49 (24A), 4029-4065 (1994).

- ❖ Kulkarni B. D., Doraiswamy L. K., "Estimation of Effective Transport Properties in Packed Bed Reactors", *Catal. Rev. Sci. Eng.*, 22, 431-483 (1980).
- ❖ Kunii D., Levenspiel O., *Fluidization Engineering*, 2nd. ed., Butterworth-Heinemann, Boston (1991).
- ❖ Kunii D., Smith J. M., "Heat Transfer Characteristic of Porous Rocks", *AIChE J.*, 6, 71-78 (1960).
- ❖ Kurosaki Y., Ishiguro H., Takahashi K., "Fluidization and Heat-Transfer Characteristics around Horizontal Heated Circular Cylinder Immersed in a Gas Fluidized Bed", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 31, 349-358 (1988).
- ❖ Lamine A. S., Gerth L., Le Gall H., Wild G., "Heat Transfer in a Packed Bed Reactor with Cocurrent Downflow of a Gas and a Liquid", *Chem. Eng. Sci.*, 51 (15), 3813-3827 (1996).
- ❖ Larachi F., Laurent A., Midoux N., Wild G., "Experimental Study of a Trickle-Bed Reactor Operating at High Pressure Drop and Liquid Saturation", *Chem. Eng. Sci.*, 46 (5/6), 1233-1246 (1991).
- ❖ Larachi F., Laurent A., Wild G., Midoux N., "Effet de la Pression sur la Transition Ruisselant-Pulsé dans le Réacteurs Catalitiques à Lit Fixe Arrosé", *Canadian J. of Chem. Eng.*, 71, 319-321 (1993).
- ❖ Lemcoff N. O., Pereira Duarte S. I., Martínez O. M., "Heat Transfer in Fixed Bed", *Reviews in Chem. Eng.*, 6, 229-292 (1990)
- ❖ Leu L., Huang C., "Fluidization of Cohesive Powders in a Sound Waves Vibrated Fluidized Beds", *AIChE Symp. Series*, 90 (301), 124-141 (1994).
- ❖ Leveau B., "Transfert de Chaleur en Milieu Granulaire. Application au Dimensionnement d'un Refroidisseur de Poudre", *Doctoral Thesis*, Université de Technologie de Compiègne, France (1990).
- ❖ Li C., Finlayson B. A., "Heat Transfer in Packed Beds - A Reevaluation", *Chem. Eng. Sci.*, 32, 1055-1066 (1977).
- ❖ Lu J. D., Flamant G., Snabre G., "Towards a Generalized Model for Vertical Wall to Gas-Solid Fluidized Beds Heat Transfer. I. Particle Convection and Gas Conduction", *Chem. Eng. Sci.*, 48 (13), 2479-2492 (1993a).

- ❖ Lutran P. G., Ng Ka M., Delikat E. P., "*Liquid Distribution in Trickle Bed. An Experimental Study using Computer-Assisted Tomography*", *Ind. Chem. Eng. Res.*, 30, 1270-1280 (1991).
- ❖ Makhorin K. E., Pikashov V. S., Kuchin G. P., "*Measuring Particle Temperature and Emissivity in a High Temperature Fluidized Bed*", in *Fluidization*, (J. F. Davidson and D. Harrison, eds.), Cambridge Univ. Press, Cambridge, 93-97 (1978).
- ❖ Mariani N. J., Bressa S. P., Mazza G. D., Martínez O. M., Barreto G. F., "*A BEM Formulation for Evaluating Conductive Heat Transfer Rates in Particulate Systems*", *Numerical Heat Transfer. Part B: Fundamentals*, 31 (4), 459-476 (1997).
- ❖ Mariani N. J., Mazza G. D., Martínez O. M., Barreto G. F., "*The Distribution of Particles in Cylindrical Packed Beds*", *Trends in Heat, Mass & Momentum Transfer*, en prensa (1999).
- ❖ Martin H., "*Heat Transfer Between Gas-Fluidized Beds of Solid Particles and the Surfaces of Immersed Heat Exchanger Elements, Part I*", *Chem. Eng. Process.*, 18, 157-169 (1984a).
- ❖ Martin H., "*Heat transfer between gas-fluidized beds of solid particles and the surfaces of immersed heat exchanger elements, Part II*", *Chem. Eng. Process.*, 18, 199-223 (1984b).
- ❖ Martínez O. M., Cassanello M. C., Cukierman A. L., "*Three-Phase Fixed Bed Catalytic Reactors: Application to Hydrotreatment Processes*", *Trends in Chem. Eng.*, 2, 393- (1994).
- ❖ Martínez O. M., Pereira Duarte S. I., Ferretti O. A, Lemcoff N. O., "*Estimation of the Pseudohomogeneous one-dimensional Heat Transfer Coefficient in a Fixed Bed*", *Chem. Eng. Process*, 20, 245-253, (1987).
- ❖ Matsuura A., Hitaka Y., Akehata T., Shirai T., "*Apparent Wall Heat Transfer Coefficient in Packed Beds with Downward Concurrent Gas-Liquid Flow*", *Kagaku Kogaku Rombunshu*, 5, 263-268 (1979b).
- ❖ Matsuura A., Hitaka Y., Akehata T., Shirai T., "*Effective Radial Thermal Conductivity in Packed Beds with Gas-Liquid Downflow*", *Kagaku Kogaku Rombunshu*, 5, 269-274 (1979a).

- ❖ Mazza G. D., Mariani N. J., G. F., "Evaluation of Conductive Heat Transfer Mechanisms between an Immersed Surface and the Adjacent Layer of Particles in Bubbling Fluidized Beds", *Chem. Eng. Commun.*, 162, 93-123 (1997b).
- ❖ Mazza G. D., "Análisis de la Transferencia de Calor entre un Lecho Fluidizado y Superficies Sumergidas", Tesis Doctoral, Facultad de Ingeniería, Universidad Nacional de La Plata, Argentina (1993).
- ❖ Mazza G. D., Barreto G. F., "Analysis of Models for Heat Transfer between Gas-Fluidized Beds and Immersed Surfaces at High Temperatures" *Powder Technol.*, 75, 173-179 (1993).
- ❖ Mazza G. D., Barreto G. F., "Pressure and Temperature Effects on the Prediction of Heat Transfer Rates between Gas-Fluidized Beds and Immersed Surfaces", in *Fluidization*, (A. Macias Machin and G. Winter, Eds.) Proceedings of the European Congress on Fluidization, Las Palmas de Gran Canaria, 261-270 (1994a).
- ❖ Mazza G. D., Barreto G. F., "Radiative Heat Transfer Rates between Gas-Fluidized Beds and Immersed Surfaces", *Trans. IChemE*, 72, Part A, 441-454 (1994b).
- ❖ Mazza G. D., Barreto G. F., "The Gas Contribution to Heat Transfer between Fluidized Beds of Large Particles and Immersed Surfaces", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 31, 603-614 (1988).
- ❖ Mazza G. D., Berto C. A., Barreto G. F., "Evaluation of Radiative Heat Transfer Properties in Dense Particulate Media", *Powder Technol.*, 67 (2), 137-144 (1991).
- ❖ Mazza G. D., Bressa S. P., Barreto G. F., "On the Validity of the Addition of Independent Contribution for Evaluating Heat Transfer Rates in Gas Fluidized beds", *Powder Technol.*, 90 (1), 1-11 (1997a).
- ❖ Mazza G. D., Mariani N. J., Barreto G. F., "Evaluation of Overall Heat Transfer Rates between Bubbling Fluidized Beds and Immersed Surfaces", *Chem. Eng. Commun.*, 162, 125-149 (1997c).
- ❖ Mickley H. S., Fairbanks D. F., "Mechanisms of Heat Transfer to Fluidized Beds", *AIChE J.*, 1 (3), 374-384 (1955).

- ❖ Molerus O., "Arguments on Heat Transfer in Gas Fluidized Beds", Chem. Eng. Sci., 48 (4), 761-770 (1993).
- ❖ Molerus O., "Heat Transfer in Gas Fluidized Beds. Part 1", Powder Technol., (70), 1-14 (1992).
- ❖ Molerus O., Burschka A., Dietz S., "Particle Migration at Solid Surfaces and Heat Transfer in Bubbling Fluidized Beds I. Particle Migration Measurement Systems", Chem. Eng. Sci., 50 (5), 871-877 (1995).
- ❖ Møller L. B., Halken C., Hansen J. A., Bartholdy J., "Liquid and Gas Distribution in Trickle-Bed Reactors", Ind. Chem. Eng. Res., 35, 926-930 (1996).
- ❖ Morsi B. I., Midoux N., Laurent A., Charpentier J. C., "Hydrodynamics and Interfacial Areas in Downward Cocurrent Gas-Liquid Flow Through Fixed Beds. Influence of the Nature of Liquid", Int. Chem. Eng., 22 (1), 142-151 (1982).
- ❖ Murayama K., Hashimoto K., Tomita T., "Heat Transfer from the Wall in Gas-Liquid Concurrent Packed Beds", Kagaku Kogaku Ronbunshu, 3, 612-616 (1977).
- ❖ Olbrich W. E., "A Two Phase Diffusional Model to Describe Heat Transfer Processes in a non Adiabatic Packed Tubular Bed", Proceedings Chemeca 70 Conference. Butterworths, London, 101-119 (1970).
- ❖ Papageorgiou J. N., Froment, G. F., "Simulation Models Accounting for Radial Voidage Profiles in Fixed-Bed Reactors", Chem. Eng. Sci., 50 (19), 3043-3056 (1995).
- ❖ Pereira Duarte, S. I., Barreto G. F., Lemcoff N. O., "Comparison of Two-Dimensional Models for Fixed-Bed Catalytic Reactors", Chem. Eng. Sci., 39, 1017-1024 (1984).
- ❖ Pereira Duarte, S. I., Martínez O. M., Ferretti O. A., Lemcoff N. O., "Theoretical Predictions of Heterogeneous One-Dimensional Heat Transfer Coefficients for Fixed Bed Reactors", AIChE J., 31, 868-870 (1985).
- ❖ Perry R. and Green D. W., *Perry's Chemical Engineer's Handbook*, 7th edition, McGraw Hill Book Company, New York, (1998).

Transferencia de calor en sistemas multifásicos

Referencias bibliográficas

- ❖ Pre P., Hemati M., Marchand B., "Study on Natural Gas Combustion in Fluidized Beds: Modelling and Experimental Validation", Chem. Eng. Sci., 53 (16), 2871-2883 (1998).
- ❖ Ranz W. E., "Friction and Transfer Coefficients for Single Particles and Packed Beds", Chem. Eng. Prog., 48 (5), 247-253 (1952).
- ❖ Reinecke N., Mewes D., "Investigation of the Two-Phase Flow in Trickle-Bed Reactors using Capacitance Tomography", Chem. Eng. Sci., 52 (13), 2111-2127 (1997).
- ❖ Sáez A. E., Yépez M. N., Cabrera C., Soria E. M., "Static Liquid Holdup in Packed Beds of Spherical Particles", AIChE J., 37 (11), 1733-1736 (1991).
- ❖ Saroha A. K., Nigam K. D. P., "Trickle Bed Reactors", Reviews in Chem. Eng., 12 (3-4), 207-347 (1996).
- ❖ Scott D., "Packing of Spheres", Nature, 188 (4754), 908-909 (1960).
- ❖ Schlünder, E. U., "Heat Transfer to Packed and Stirred Beds from the Surface of Immersed Bodies", Chem. Eng. Process, 18, 31-53 (1984).
- ❖ Schlünder, E. U., "Transport Phenomena in Packed Bed Reactors", In: Luss, D. & Weekman, V.W. (Eds.). ACS Symp. Series, 72, 110-161 (1978).
- ❖ Schouten E. P. S., Westerterp K. R., "Angular Temperature Variations in a Wall-Cooled Packed-Bed Reactor", AIChE J., 42 (9), 2635-2644 (1996).
- ❖ Sie S. T., Krishna R., "Fundamentals and Selection of Advanced Fischer-Tropsch Reactors", Appl. Catal., 186, 55-70 (1999).
- ❖ Sie S. T., Krishna R., "Process Development and Scale Up: III. Scale Up and Scale Down of Trickle-Bed Processes", Reviews in Chem. Eng., 14, 203-252 (1998).
- ❖ Sie S. T., Senden M. M. G., Van Wechen H. M. H., "Conversion of Natural Gas to Transportation Fuels via the Shell Middle Distillate Synthesis Process", Catal. Today, 8, 371-394 (1991).
- ❖ Smith F. L., Sorial G. A., Suidan M. T., Pandit A., Biswas P., Brenner R. C. "Evaluation of Trickle Bed Air Biofilter Performance as a Function of Inlet VOC Concentration and Loading, and Biomass Control J. Air & Waste Managment Assoc., 48, 627-636 (1998).

Transferencia de calor en sistemas multifásicos
Referencias bibliográficas

- ❖ Specchia V., Baldi G., "Heat Transfer in Trickle-bed Reactors", Chem. Eng. Commun., 3, 483-499 (1979).
- ❖ Specchia V., Baldi G., "Pressure Drop and Liquid Holdup for Two Phase Concurrent Flow in Packed Beds", Chem. Eng. Sci., 32, 515-523 (1977).
- ❖ Stehfest, H., "Algorithm 368. Numerical Inversion of Laplace Transforms", Communications of the ACM, 13 (1), 47-49 (1970).
- ❖ Sundaresan S., "Liquid Distribution in Trickle-Bed Reactors", Energy & Fuels, 8, 531-535 (1994).
- ❖ Talmor E., "Two-Phase Downflow Through Catalyst Beds. Part I. Flow Maps", AIChE J., 23 (6), 868-874 (1977).
- ❖ Toomey R. D., Johnstone H. F., "Gaseous Fluidization of Solid Particles", Chem. Eng. Prog., 48, 220 (1952).
- ❖ Tosun G., "A Study of Concurrent Downflow of Nonfoaming System in Packed Beds. 1. Flow Regimen: Search for a Generalized Flow Map", Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev., 23, 29-55 (1984).
- ❖ Tsotsas E., Martin H., "Thermal Conductivity of Packed Beds: A Review", Chem. Eng. Process., 22, 19-37 (1987).
- ❖ Tsotsas E., Schlünder E. U., "Heat Transfer in Packed Beds with Fluid Flow: Remarks on the Meaning of a Heat Transfer Coefficient at the Wall", Chem. Eng. Sci., 45, 819-837 (1990).
- ❖ Wakao N. and Vortmeyer D., "Pressure Dependency of Effective Thermal Conductivity of Packed Beds", Chem. Eng. Sci., 26, 1753-1765 (1971).
- ❖ Wakao N., Kaguei S., *Heat Transfer in Packed Beds*, Gordon and Breach Science Publishers, New York (1982).
- ❖ Weekman V., Jr., Myers J., "Fluid-Flow Characteristics of Concurrent Gas-Liquid Flow in Packed Beds", AIChE J., 10 (6), 951-957 (1964).
- ❖ Weekman V., Jr., Myers J., "Heat Characteristics of Concurrent Gas-Liquid Flow in Packed Beds", AIChE J., 11 (1), 13-17 (1965).
- ❖ Wijffels J. B., Verloop J., Zuiderweg F. J., "Wetting of Catalyst Particles under Trickle Flow Conditions", ACS Monograph Series, No 133, 151-163 (1974).

- ❖ Wijngaarden R. J., Westerterp K. R., *"Incorporation of Statistical Distribution of Particle Properties in Chemical Reactor Design and Operation: The Cooled Tubular Reactor"*, Chem. Eng. Sci., 47 (8), 1881-1895 (1992a).
- ❖ Wijngaarden R. J., Westerterp K. R., *"The Statistical Character of Packed-Bed Heat Transport Properties"*, Chem. Eng. Sci., 47 (12), 3125-3129 (1992b).
- ❖ Wunder R., *"Wärmeübergang an vertikalen wärmetauscherflächen in gaswirbelschichten"*, Doctoral Thesis, T. V. München, (1980).
- ❖ Xavier A. M., Davidson J. F., *"Heat Transfer in Fluidized Beds: Convective Heat Transfer in Fluidized Beds"*, in Fluidization (2nd. edition, J. F. Davidson, R. Clift and D. Harrison, eds.), Academic Press, London, Chapter 13A, 437-464 (1985).
- ❖ Yagi S., Kunii D., *"Studies on Effective Thermal Conductivities in Packed Beds"*, AIChE J., 3, 373-381 (1957).
- ❖ Zhukova T. B., Pisarenko V. N., Kafarov V. V., *"Modelling and Design of Industrial Reactors with Stationary Bed of Catalyst and Two-Phase Gas-Liquid Flow. A Review"*, Int. Chem. Eng., 30 (1), 57-102 (1990).