TESIS DOCTORAL

UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE CARTAGENA

Departamento de Ingeniería Térmica y de Fluidos

Análisis experimental de los mecanismos de mejora termohidráulica en reactores de flujo oscilatorio

José Muñoz Cámara

Dirigida por

Dr. Juan Pedro Solano Fernández

Dr. José Pérez García

Presentada para la obtención del grado de
Doctor en el programa de Tecnologías Industriales
Cartagena, marzo de 2020

**CONFORMIDAD DE SOLICITUD DE AUTORIZACIÓN DE DEPÓSITO DE
TESIS DOCTORAL POR EL/LA DIRECTOR/A DE LA TESIS**

D/D^a. Juan Pedro Solano Fernández y D/D^a. José Pérez García Director/a y Codirector, respectivamente, de la Tesis doctoral “Análisis experimental de los mecanismos de mejora termohidráulica en reactores de flujo oscilatorio”.

INFORMAN:

Que la referida Tesis Doctoral, ha sido realizada por D/D^a. José Muñoz Cámara, dentro del Programa de Doctorado Tecnologías Industriales, dando mi conformidad para que sea presentada ante el Comité de Dirección de la Escuela Internacional de Doctorado para ser autorizado su depósito.

- ☒ Informe positivo sobre el plan de investigación y documento de actividades del doctorando/a emitido por el Director/ Tutor (**RAPI**).

La rama de conocimiento en la que esta tesis ha sido desarrollada es:

- ☐ Ciencias
☐ Ciencias Sociales y Jurídicas
☒ Ingeniería y Arquitectura

En Cartagena, a 11 de febrero de 2020

EL/LA DIRECTOR/A DE LA TESIS

JUAN PEDRO|
SOLANO|
FERNANDEZ

Firmado digitalmente por JUAN PEDRO|SOLANO|
FERNANDEZ
Nombre de reconocimiento (DN): cn=JUAN PEDRO|
SOLANO|FERNANDEZ, serialNumber=██████████
givenName=JUAN PEDRO, sn=SOLANO FERNANDEZ,
ou=CIUDADANOS, o=ACCIV, c=ES
Fecha: 2020.02.11 11:11:22 +01'00'

Fdo.: Juan Pedro Solano Fernández

EL/LA CODIRECTOR/A DE LA TESIS

JOSE|PEREZ|
GARCIA

Firmado digitalmente por JOSE|PEREZ|
GARCIA
Nombre de reconocimiento (DN): cn=JOSE|
PEREZ|GARCIA, serialNumber=██████████
givenName=JOSE, sn=PEREZ GARCIA,
ou=CIUDADANOS, o=ACCIV, c=ES
Fecha: 2020.02.11 10:30:01 +01'00'

Fdo.: José Pérez García

COMITÉ DE DIRECCIÓN ESCUELA INTERNACIONAL DE DOCTORADO

CONFORMIDAD DE DEPÓSITO DE TESIS DOCTORAL
POR LA COMISIÓN ACADÉMICA DEL PROGRAMA

D/D^a. Juan Suardíaz Muro, Presidente/a de la Comisión Académica del Programa de Doctorado en Tecnologías Industriales.

INFORMA:

Que la Tesis Doctoral titulada, “Análisis experimental de los mecanismos de mejora termohidráulica en reactores de flujo oscilatorio”, ha sido realizada, dentro del mencionado Programa de Doctorado, por D/D^a. José Muñoz Cámara, bajo la dirección y supervisión del Dr./ Dra. Juan Pedro Solano Fernández y la codirección del Dr./ Dra. José Pérez García.

En reunión de la Comisión Académica, visto que en la misma se acreditan los indicios de calidad correspondientes y la autorización del Director/a de la misma, se acordó dar la conformidad, con la finalidad de que sea autorizado su depósito por el Comité de Dirección de la Escuela Internacional de Doctorado.

☒ Evaluación positiva del plan de investigación y documento de actividades por el Presidente de la Comisión Académica del programa (**RAPI**).

La Rama de conocimiento por la que esta tesis ha sido desarrollada es:

- ☐ Ciencias
- ☐ Ciencias Sociales y Jurídicas
- ☒ Ingeniería y Arquitectura

En Cartagena, a 11 de febrero de 2020

EL PRESIDENTE DE LA COMISIÓN ACADÉMICA

JUAN|
SUARDIAZ|
MURO

Fdo: _____

Firmado digitalmente por JUAN|SUARDIAZ| MURO

COMITÉ DE DIRECCIÓN ESCUELA INTERNACIONAL DE DOCTORADO

Agradecimientos

A mi director, Juan Pedro Solano, por confiar en mí para mantener el alto estándar del Grupo de Investigación y formar parte de un proyecto tan apasionante. Esta tesis no sería lo mismo sin tus consejos y guía, sin olvidar el toque humano que tan bien has sabido brindar al laboratorio con tu humor y experiencias. Gracias.

A Pepe Pérez, codirector de esta tesis, tu experiencia y apoyo han sido parte clave en el montaje de la compleja instalación que hoy podemos llamar banco de ensayos.

A todos los miembros del Departamento de Ingeniería Térmica y de Fluidos, que me han ayudado y aconsejado durante este largo trayecto: a Alberto García (escuchar un minuto de tus experiencias en el laboratorio equivale a semanas de estudio autónomo), Antonio Viedma (por los sabios consejos en los fundamentos de un campo tan áspero como es el flujo oscilatorio) y a Ruth (por tu disposición y ánimos).

A Pedro Vicente, por tus consejos y experiencia. A Damián, por la paciencia y esfuerzo al ayudarme a mantener viva la instalación de visualización, o más bien a resucitarla dos veces.

A todos los estudiantes que han pasado por el laboratorio, atreviéndose a ir más allá de lo requerido por el plan de estudios: a Arturo, Pablo y Leanne. En especial a Alberto Egea, ya no estudiante, sino compañero y amigo, te deseo lo mejor en esta nueva etapa.

A los miembros del Servicio de Apoyo a la Investigación Tecnológica, en especial a Juan Albadalejo, sin tus consejos no habría sido posible la fabricación del oscilador que, casi tres años después, sigue siendo el corazón del laboratorio.

A mi familia, en especial a mis padres que han sabido comprender y respetar el esfuerzo que han supuesto estos años de trabajo, entregándose en todo sin esperar absolutamente nada a cambio.

A María, porque este sacrificio también es el tuyo. A nadie más podría contar todas mis alegrías, dudas y batallas, has estado en los momentos más difíciles y has confiado en mí cuando ni siquiera yo lo hacía. Gracias por todas las pequeñas aventuras que hemos vivido este tiempo. Dentro de poco acaba una etapa enriquecedora, y nada me alegra más que saber que algo mucho más grande viene después, espero ser el marido que mereces.

ANÁLISIS EXPERIMENTAL DE LOS MECANISMOS DE MEJORA TERMOHIDRÁULICA EN REACTORES DE FLUJO OSCILATORIO

RESUMEN

En este trabajo se realiza un estudio detallado de las características termohidráulicas de los reactores de flujo oscilatorio. Estos dispositivos consisten en un equipo tubular de operación continua en el que se inserta una geometría para promocionar el mezclado y, a su vez, se superpone un flujo oscilatorio. La geometrías insertadas estudiadas han sido los deflectores de un solo orificio y los deflectores de tres orificios.

La interacción de la geometría insertada y del caudal oscilatorio permite promover la transferencia de calor junto con el mezclado radial, de forma que es posible trabajar con bajos caudales netos (para los que correspondería un flujo laminar) y, a la vez, obtener coeficientes de transferencia de calor e intensidades de mezclado propias de un flujo turbulento. Como principal aplicación de estos dispositivos destacan las reacciones químicas con un alto tiempo de residencia, que imponen trabajar con bajos caudales netos si se quiere obtener un tamaño razonable del equipo.

La metodología empleada a lo largo de la Tesis ha sido fundamentalmente experimental. Uno de las mayores complejidades de estos dispositivos es la naturaleza oscilatoria del flujo, lo que ha llevado a desarrollar una metodología específica para esta aplicación, tanto para la visualización de los patrones de flujo como para cuantificar la disipación de potencia.

Los patrones de flujo se han analizado mediante dos técnicas complementarias: la visualización mediante burbujas de hidrógeno y la Velocimetría por Imágenes de Partículas. Los ensayos han permitido observar el comportamiento del flujo en varias condiciones de operación con flujo neto, oscilatorio o ambos superpuestos.

El consumo de potencia asociado al flujo neto se ha caracterizado mediante el factor de fricción de Fanning, medido para un amplio rango de números de Reynolds neto, observándose las regiones de flujo laminar, de transición y turbulento. En cuanto al consumo de potencia asociado al flujo oscilatorio, se ha analizado un amplio rango de números de Reynolds oscilatorio y de amplitudes de oscilación, proporcionando por primera vez resultados experimentales adimensionalizados. Para ello, se han definido el factor de fricción de Fanning oscilatorio y el número de Potencia.

La transferencia de calor se ha estudiado para un amplio rango de números de Reynolds neto, números de Reynolds oscilatorio y números de Prandtl; proporcionándose correlaciones del número de Nusselt en función de dichos números adimensionales. También se estudian otros aspectos de la transferencia de calor como son la estratificación o el número de Nusselt local.

Por último, se ha desarrollado un modelo numérico para evaluar la caída de presión en régimen laminar, tanto en condiciones de flujo neto como oscilatorio. Este modelo ha sido validado con los resultados experimentales y ha permitido estudiar en mayor detalle otros conceptos como son la periodicidad espacial y temporal.

Toda esta información ha permitido ampliar el conocimiento acerca de ciertos aspectos de los reactores de flujo oscilatorio no abarcados por la bibliografía especializada, lo que en un futuro permitirá un diseño más preciso de estos dispositivos.

EXPERIMENTAL ANALYSIS OF THERMAL-HYDRAULIC PERFORMANCE IN OSCILLATORY BAFFLED REACTORS

ABSTRACT

In this work, a detailed study of the thermal-hydraulic characteristics of oscillatory flow reactors is carried out. These devices consist of a tubular equipment with a net flow in which an insert is introduced to promote mixing and, additionally, an oscillatory flow is superimposed. The inserts which have been studied are the single orifice baffles and the three orifice baffles.

The interaction between the inserts and the oscillatory flow promotes the heat transfer and the radial mixing, allowing for their operation with low net flows (which can lead to a laminar flow) and, at the same time, obtaining high heat transfer coefficients and mixing intensities. Chemical reactions with a high residence time are the main application of these devices. These kind of reactions require working with low net flows to obtain a reasonable size of the equipment.

The methodology used throughout this Thesis has been mainly experimental. One of the greatest complexities of these devices is the oscillatory behaviour of the flow, which required the development of a specific methodology for this application, both for the flow visualization and for the power dissipation measurements.

The flow patterns have been studied using two complementary techniques: hydrogen bubbles visualization and Particle Image Velocimetry. The tests have allowed us to observe the flow behaviour under several operating conditions: net flow, oscillatory flow or both superimposed.

The power consumption associated with the net flow operation has been characterized by the Fanning friction factor, measured for a wide range of net Reynolds numbers, detecting the laminar, transitional and turbulent flow regimes. Regarding the power consumption associated with the oscillatory flow, a wide range of oscillatory Reynolds numbers and oscillation amplitudes have been tested, providing dimensionless experimental results. To this aim, the oscillatory Fanning friction factor and the Power number have been defined.

Heat transfer has been studied for a wide range of net Reynolds numbers, oscillatory Reynolds numbers and Prandtl numbers; Nusselt number correlations as a function of these dimensionless numbers are provided. Other aspects relevant to heat transfer are studied, such as flow stratification or the local Nusselt number.

Finally, a numerical model has been developed in order to study the pressure drop under laminar flow conditions and net or oscillatory flow. This model has been validated using experimental results, and has allowed us to study other aspects such as spatial and temporal periodicity.

These results have allowed us to broaden our knowledge about certain aspects, which are not properly explained in the open literature, of oscillatory flow reactors. This knowledge will make possible a more precise design of these devices in the near future.

Índice

Índice.....	i
Índice de figuras.....	v
Índice de tablas.....	xi
Nomenclatura	xiii
1 Introducción	1
1.1 Descripción general de los reactores de flujo oscilatorio	1
1.1.1. Desarrollo y principio de funcionamiento.....	1
1.1.2. Mecanismo de oscilación del flujo.....	3
1.1.3. Geometrías utilizadas	5
1.2. Análisis dimensional del problema.....	7
1.3. Estado del arte	9
1.3.1. Transporte de especies.....	10
1.3.2. Escalabilidad	10
1.3.3. Patrones de flujo	11
1.3.4. Disipación de potencia	14
1.3.5. Transferencia de calor.....	20
1.3.6. Aplicaciones.....	24
1.4. Antecedentes de la Tesis.....	26
1.5. Objetivos	27
1.5.1. Geometrías estudiadas.....	28
1.6. Objectives	29
1.7. Desarrollo de la tesis	29
2 Metodología experimental.....	33
2.1 Ensayos termohidráulicos.....	33
2.1.1 Instalación experimental	33

2.1.2	<i>Cadena de medida</i>	38
2.1.3	<i>Reducción de datos</i>	43
2.1.4	<i>Estimación de incertidumbres</i>	48
2.2.	Ensayos de visualización	50
2.2.1.	<i>Instalación experimental</i>	50
2.2.2.	<i>Fundamentos y consideraciones técnicas</i>	56
2.2.3.	<i>Procesado de los ensayos de visualización mediante PIV</i>	60
3	Resultados de visualización del flujo	69
3.1.	Planos y fases de visualización	69
3.2.	Resultados mediante visualización de burbujas de hidrógeno	71
3.2.1.	<i>Comportamiento del flujo en régimen estacionario</i>	71
3.2.2.	<i>Comportamiento del flujo en régimen oscilatorio</i>	72
3.3.	Resultados mediante Velocimetría por Imágenes de Partículas (PIV)	75
3.3.1.	<i>Comportamiento del flujo en régimen estacionario</i>	75
3.3.2.	<i>Comportamiento del flujo en régimen oscilatorio</i>	86
3.3.3.	<i>Comportamiento del flujo en régimen compuesto</i>	97
3.4.	Conclusiones	106
4	Caracterización de la caída de presión y la disipación de potencia	109
4.1.	Resultados de caída de presión en régimen estacionario	109
4.2.	Características y procesado de la señal de caída de presión oscilatoria	117
4.3.	Resultados de caída de presión y disipación de potencia en régimen oscilatorio	122
4.3.1.	<i>Resultados dimensionales</i>	122
4.3.2.	<i>Resultados adimensionales</i>	124
4.4.	Discusión de los modelos presentes en la bibliografía	132
4.4.1.	<i>Modelo cuasi estacionario</i>	132
4.4.2.	<i>Eddy Enhancement model</i>	134
4.5.	Conclusiones	135
5	Estudio de la transferencia de calor	137
5.1.	Resultados transmisión de calor en régimen estacionario	137
5.1.1	<i>Distribución local del número de Nusselt</i>	140
5.1.2	<i>Estratificación</i>	141
5.1.3	<i>Fluctuaciones de la temperatura de pared</i>	143
5.2.	Resultados transmisión de calor en régimen dinámico	145
5.1.4	<i>Estratificación</i>	147
5.3.	Correlaciones para el número de Nusselt	149
5.4.	Evaluación de las prestaciones	149
5.4.1.	<i>Régimen estacionario</i>	150
5.4.2.	<i>Régimen dinámico</i>	152

	5.5. Conclusiones.....	154
6	Simulación numérica del flujo	157
	6.1. Metodología numérica y mallado	157
	6.2. Resultados en régimen estacionario	160
	6.2.1. Comprobación de la periodicidad espacial del flujo.....	160
	6.2.2. Resultados de caída de presión.....	161
	6.2.3. Patrones de flujo en la región laminar	162
	6.3. Resultados en régimen oscilatorio	165
	6.3.1. Reducción de datos	165
	6.3.2. Comprobación de la periodicidad espacial y temporal del flujo.....	166
	6.3.2. Resultados de caída de presión y disipación de potencia.....	168
	6.4. Conclusiones.....	169
7	Conclusiones y comentarios finales	171
	7.1. Conclusiones finales	171
	7.2. Producción científica	174
	7.3. Continuidad de la investigación.....	174
7	Conclusions and final comments	177
	7.1. Final conclusions	177
	7.2. Contributions.....	179
	7.3. Continuity of the research.....	180
A	Criterio de diseño de OBRs con deflectores multiorificio.....	181
B	Procedimientos de cálculo de los ensayos de transferencia de calor	183
C	Solución numérica de la temperatura en la sección de ensayo	191
	C.1. Descripción del problema	191
	C.2. Simplificaciones del problema	192
	C.3. Formulación matemática	193
	C.4. Resolución mediante el método de los volúmenes finitos	193
	C.5. Formulación del problema considerando la conducción axial	195
	C.6. Resultados	195
D	Cálculos para la estimación de la incertidumbre.....	201
	D.1. Incertidumbre de las variables medidas	201
	D.2. Incertidumbre de los números adimensionales.....	205
E	Aplicación del algoritmo POD a los resultados de PIV	209
F	Consideraciones sobre el consumo de potencia en OBRs	211
	F.1. Interacción entre el caudal neto y el oscilatorio.....	211
	F.1.1. Descripción del problema	211
	F.1.2. Consumo asociado al caudal neto.....	213

	<i>F.1.3. Consumo asociado al caudal oscilatorio.....</i>	<i>216</i>
	<i>F.2. Efecto de la recuperación de energía en el consumo de potencia.....</i>	<i>218</i>
G	Criterio de mejora R3 adaptado a reactores de flujo oscilatorio	223
	Referencias bibliográficas	227

Índice de figuras

Figura 1.1. (a) Columna con deflectores pulsada, PPC. (b) Columna con deflectores oscilantes, RPC. Adaptado de [1].	2
Figura 1.2. Esquema del principio de funcionamiento de un reactor de flujo oscilatorio [4].	3
Figura 1.3. Velocidad promedio del flujo para situación (a) sin flujo reverso ($\chi 0 \ 2\pi f < un$) y (b) flujo reverso ($\chi 0 \ 2\pi f > un$).	4
Figura 1.4. Distintos sistemas de oscilación empleados en reactores de flujo oscilatorio: (a) Biela-manivela y pistón con doble efecto [5] (b) fuelle [13] (c) leva y pistón [14].	5
Figura 1.5. Principales geometrías utilizadas en los OBRs (a) deflectores uniorificio, (b) deflectores multiorificio, (c) deflectores centrales (d) deflectores helicoidales [20] y (e) deflectores de restricciones suaves [20].	6
Figura 1.6. Dimensiones características de un OBR con un deflector de un orificio	7
Figura 1.7. Representación de las distintas condiciones de operación posibles: (a) régimen estacionario (b) régimen oscilatorio (c) régimen compuesto	8
Figura 1.8. Evolución del patrón de flujo a lo largo de un ciclo de oscilación en un OBR [20]	12
Figura 1.9. Patrón asimétrico del flujo observado en una fase del ciclo de oscilación para $Re_{osc} = 316$ y $St = 0,31$.	12
Figura 1.10. Instalación experimental para la medida del consumo de potencia en una columna con deflectores oscilantes. Figura adaptada de [38].	15
Figura 1.11. Reactor de flujo oscilatorio modelo Lab-Scale DN15 Range, comercializado por NiTech® [105]	26
Figura 1.12. Eje cronológico con los principales proyectos desarrollados en el grupo de investigación de ‘Mecánica de Fluidos e Ingeniería Térmica’	27
Figura 1.13. Dimensiones geométricas (en mm) de los deflectores utilizados en esta Tesis Doctoral.	29
Figura 2.1. Instalación experimental de ensayos termohidráulicos. (1) Depósito principal, (2) sistema de bombeo, (3) caudalímetro de efecto Coriolis, (4) sonda de temperatura PT100 Clase B 1/10 DIN, entrada, (5) deflectores insertados, (6) termopares tipo T, (7) sonda PT100, salida, (8) sensor de presión capacitivo, (9) sensor de presión piezorresistivo, (10) autotransformador, (11) cilindro hidráulico de doble efecto, (12) sensor de posición, (13) mecanismo biela-manivela, (14) conjunto motor-reductora, (15 y 16) válvulas manuales, (17) agitador.	34
Figura 2.2. Circuito secundario y terciario para control de la temperatura del fluido de ensayo. (18) Bomba centrífuga, circuito secundario, (19) intercambiador de calor de placas, (20) electroválvula de 3 vías, (21) depósito del circuito terciario, (22) bomba centrífuga, circuito terciario, (23) máquina enfriadora.	36

Figura 2.3. Evolución de la viscosidad dinámica en función de la concentración de propilenglicol para varias temperaturas	37
Figura 2.4. Interfaz del SCADA de accionamiento de los equipos de la instalación de ensayos termohidráulicos	38
Figura 2.5. Conexionado de la instrumentación y de los actuadores	39
Figura 2.6. Disposición de los termopares en la sección de ensayo para la geometría MH1	40
Figura 2.7. Conexionado de la sección de ensayo para la medida de la caída de presión (a) estacionaria, mediante los sensores capacitivos y (b) oscilatoria, mediante los sensores de presión piezorresistivos.....	41
Figura 2.8. Software SCADA de adquisición. Ventana para supervisión (a) y para adquisición (b) para los ensayos de transmisión del calor. (c) Ventana de adquisición para los ensayos de presión oscilatoria.....	44
Figura 2.9. Señal de presión bruta y filtrada mediante técnica de smoothing.....	45
Figura 2.10. Evolución de la temperatura a lo largo de la sección de ensayo.....	47
Figura 2.11. Instalación utilizada para los ensayos de visualización en la Universidad Miguel Hernández .51	
Figura 2.12. Representación esquemática de la instalación empleada para los ensayos de visualización. (1) Bomba centrífuga, (2) válvula reguladora de caudal, (3) sonda PT100, entrada, (4) deflectores, (5) sonda PT100, salida, (6) válvula manual, (7) intercambiador de calor de placas, (8) máquina enfriadora, (9) caudalímetro efecto Coriolis, (10) depósito principal, (11) calentador con agitador, (12) conjunto motor-reductora, (13) biela-manivela, (14) cilindro hidráulico, (15) sensor de posición.	52
Figura 2.13. Representación esquemática de la sección de visualización adaptada para la visualización mediante burbujas de hidrógeno.....	53
Figura 2.14. Representación esquemática de la sección de visualización adaptada para la técnica PIV	55
Figura 2.15. Distribución de la componente de velocidad axial en píxeles a lo largo de un ciclo de oscilación.....	58
Figura 2.16. Distribución de la componente decimal de la velocidad axial en píxeles a lo largo de un ciclo de oscilación	58
Figura 2.17. Representación del proceso de cálculo del <i>peak-to-peak ratio</i> a partir del resultado de la correlación cruzada.....	59
Figura 2.18. Ejemplo de imagen adquirida bruta (a) y tras aplicar el algoritmo de eliminación del fondo (b).	62
Figura 2.19. Región de interés sin filtros aplicados (a) y con los filtros 1,2 y 3 aplicados (b).....	63
Figura 2.20. Evolución del caudal instantáneo con el tiempo obtenido a partir del campo de velocidades medido. Caso oscilatorio puro, geometría MH1 con $f = 0,11$ Hz.	66
Figura 3.1. Posición de los planos de visulización empleados para la técnica PIV	70
Figura 3.2. Fases del ciclo utilizadas en la representación de resultados de la técnica PIV	70
Figura 3.3. Vista del plano frontal sembrado con burbujas de hidrógeno para distintos números de Reynolds neto (a) $Ren = 45$, (b) $Ren = 120$, (c) $Ren = 160$ y (d) $Ren = 300$	71
Figura 3.4. Vista del plano lateral sembrado con burbujas de hidrógeno para distintos números de Reynolds neto (a) $Ren = 45$, (b) $Ren = 240$ y (c) $Ren = 410$	72
Figura 3.5. Vista del plano frontal sembrado con burbujas de hidrógeno para $Re_{osc} = 32$ (a) $\theta = -22^\circ$, (b) $\theta = 22^\circ$, (c) $\theta = 45^\circ$ y (d) $\theta = 90^\circ$. $x_0/D = 0,5$	73
Figura 3.6. Vista del plano frontal sembrado con burbujas de hidrógeno para $Re_{osc} = 121$ (a) $\theta = 72^\circ$, (b) $\theta = 100^\circ$, (c) $\theta = 135^\circ$ y (d) $\theta = 180^\circ$. $x_0/D = 0,5$	74
Figura 3.7. Vista del plano lateral sembrado con burbujas de hidrógeno en el instante final del semiciclo positivo, $\theta = 180^\circ$, para (a) $Re_{osc} = 32$ y (b) $Re_{osc} = 158$. $x_0/D = 0,5$	75
Figura 3.8. Campo de velocidad vectorial promediado en régimen estacionario	76

Figura 3.9. Campos de velocidad vectorial instantáneos en régimen estacionario para $Ren = 650$. Geometría MH1.....	77
Figura 3.10. Vista de la recirculación en el espacio entre deflectores para varios números de Reynolds neto. Geometría MH1.....	78
Figura 3.11. Perfiles de velocidad axial promedio en la posición axial correspondiente a la mitad de la celda. Geometría MH1.	79
Figura 3.12. Campo de velocidad vectorial promediado en régimen estacionario. Geometría MH3.	80
Figura 3.13. Perfiles de velocidad axial promedio en la posición axial correspondiente a la mitad de la celda. Geometría MH3.	80
Figura 3.14. Intensidad turbulenta en el punto central de la celda en función del número de Reynolds neto. Geometría MH1.....	81
Figura 3.15. Primeros cuatro modos POD para $Ren = 200$. Geometría MH1.	82
Figura 3.16. Primeros cuatro modos POD para $Ren = 500$. Geometría MH1.	83
Figura 3.17. Fracción de energía, de las componentes fluctuantes, de los 6 primeros modos POD para distintos números de Reynolds neto. Geometría MH1.	84
Figura 3.18. Fracción de energía de las componentes fluctuantes en función del número de Reynolds neto. Geometría MH1.....	85
Figura 3.19. Ratio de velocidades axial-radial en función del número de Reynolds neto. Geometría MH1. 86	
Figura 3.20. Campos vectoriales de velocidad para $Re_{osc} = 51$, fase de oscilación $\theta = 180^\circ$, en 4 de los ciclos de oscilación adquiridos	87
Figura 3.21. Campos vectoriales de velocidad para $Re_{osc} = 175$, fase de oscilación $\theta = 180^\circ$, en 4 de los ciclos de oscilación adquiridos. $x_0/D = 0,5$	88
Figura 3.22. Perfiles de velocidad axial (en la mitad de la celda) para la fase $\theta = 180^\circ$ en 4 ciclos de oscilación distintos. $x_0/D = 0,5$	89
Figura 3.23. Campos vectoriales de velocidad promediados en fase para $Re_{osc} = 51$ para 8 fases del ciclo de oscilación. $x_0/D = 0,5$	91
Figura 3.24. Evolución del perfil de velocidades para 8 fases del ciclo de oscilación, $Re_{osc} = 51$. $x_0/D = 0,5$	92
Figura 3.25. Campos vectoriales de velocidad promediados en fase para $Re_{osc} = 175$ para 4 fases del ciclo de oscilación. $x_0/D = 0,5$	93
Figura 3.26. Campos vectoriales de velocidad instantáneos para $Re_{osc} = 175$ para 8 fases del ciclo de oscilación. $x_0/D = 0,5$	95
Figura 3.27. Campos vectoriales de velocidad instantáneos para $Re_{osc} = 45$ para 8 fases del ciclo de oscilación. $x_0/D = 0,5$	97
Figura 3.28. Campos vectoriales de velocidad promediados en fase para $Re_{osc} = 51$ y $\Psi = 1,5$ para 8 fases del ciclo de oscilación. $x_0/D = 0,5$	99
Figura 3.29. Campos vectoriales de velocidad promediados en fase para $Re_{osc} = 175$ y $\Psi = 3,5$ para 8 fases del ciclo de oscilación. $x_0/D = 0,5$	102
Figura 3.30. Campos vectoriales de velocidad promediado en fase e instantáneos para $\Psi = 1,7$ y $Ren = 28$ para la fase $\theta = 225^\circ$ del ciclo de oscilación.....	103
Figura 3.31. Campos vectoriales de velocidad instantáneos para $\Psi = 1,7$ y $Ren = 54$ para la fase $\theta = 225^\circ$ del ciclo de oscilación. $x_0/D = 0,5$	104
Figura 3.32. Ratio de velocidades axial-radial en función del ratio de velocidades para dos números de Reynolds neto	106
Figura 3.33. Ratio de velocidades axial-radial en función del ratio de velocidades para dos números de Reynolds neto	106

Figura 4.1. Factor de fricción de Fanning neto (a) y desviación estándar de la medida de la caída de presión (b) en función del número de Reynolds neto. Geometría MH1	111
Figura 4.2. (a) Derivada primera y (b) derivada segunda del factor de fricción de Fanning respecto al número de Reynolds neto. Geometría MH1	113
Figura 4.3. (a) Ajuste estadístico de ejemplo y ajuste óptimo para las regiones cuasi turbulenta y turbulenta. (b) Desviación media del ajuste estadístico respecto a los datos experimentales de las regiones cuasi turbulenta y plenamente turbulenta. Geometría MH1	114
Figura 4.4. (a) Factor de fricción de Fanning neto en función del número de Reynolds neto. (b) Desviación estándar de la medida de la caída de presión en función del número de Reynolds neto. Geometría MH3..	115
Figura 4.5. Señales de velocidad y de caída de presión medidas (línea continua -) y ajustadas estadísticamente (línea discontinua --). Geometría MH1, $f=1,41$ Hz.	118
Figura 4.6. Señales de velocidad y de caída de presión medidas (línea continua -) y fundamental de las mismas (línea discontinua --). Geometría MH1, $f=1,41$ Hz.	119
Figura 4.7. (a) Desfase presión-velocidad y (b) amplitud de la onda de caída de presión en función del número de Reynolds oscilatorio para los métodos de ajuste estadístico y de la transformada de Fourier...	120
Figura 4.8. Señal de presión filtrada y promediada en fase	122
Figura 4.9. Amplitud de la caída de presión en función de la velocidad máxima (a) para distintos fluidos y $x_0/D = 0,5$ y (b) para distintas amplitudes y propilenglicol al 95 %. Geometría MH1.	123
Figura 4.10. Densidad de potencia en función de la velocidad máxima (a) para distintos fluidos con $x_0/D = 0,5$ y (b) para distintas amplitudes y propilenglicol al 95 %. Geometría MH1.	125
Figura 4.11. Factor de fricción de Fanning oscilatorio en función del número de Reynolds oscilatorio. Geometría MH1. $d = 16$ mm.	127
Figura 4.12. Factor de fricción de Fanning oscilatorio en función del número de Reynolds oscilatorio. Geometría MH3. $d = 9,2$ mm.	128
Figura 4.13. Desfase presión-velocidad en función del número de Reynolds oscilatorio para distintas amplitudes. Geometría MH1. $d = 16$ mm.....	129
Figura 4.14. Desfase presión-velocidad en función del número de Reynolds oscilatorio para distintas amplitudes. Geometría MH3. $d = 9,2$ mm.....	130
Figura 4.15. Número de potencia en función del número de Reynolds oscilatorio para distintas amplitudes. Geometría MH1. $d = 16$ mm.	131
Figura 4.16. Número de potencia en función del número de Reynolds oscilatorio para distintas amplitudes. Geometría MH3. $d = 9,2$ mm.	131
Figura 4.17. Coeficiente de orificio en función del número de Reynolds oscilatorio para distintas amplitudes de oscilación. Geometría MH1.	133
Figura 4.18. Longitud de mezcla en función del número de Reynolds oscilatorio para distintas amplitudes de oscilación. Geometría MH1.	134
Figura 5.1. Número de Nusselt en función del número de Reynolds neto. Geometría MH1.....	138
Figura 5.2. Número de Nusselt en función del número de Reynolds neto. Geometría MH3.....	139
Figura 5.3. Número de Nusselt en función del número de Reynolds neto para las geometrías MH1 y MH3. $Pr = 190$	140
Figura 5.4. Distribución axial del número de Nusselt para dos números de Reynolds neto (a) en la región laminar, $Ren = 10$ y (b) en la región turbulenta, $Ren = 260$. $Pr = 630$. Geometría MH1.	141
Figura 5.5. Perfil de temperaturas de la primera sección de medida en (a) la región laminar, , y (b) la región cuasi turbulenta. Geometría MH1.....	142
Figura 5.6. Parámetro de estratificación en función del número de Reynolds neto. Geometrías (a) MH1 y (b) MH3.....	143

Figura 5.7. Desviación estándar de las medidas de temperatura de pared en función del número de Reynolds neto para los tres números de Prandtl ensayados. Geometrías (a) MH1 y (b) MH3.....	144
Figura 5.8. Número de Nusselt en función del número de Reynolds neto y varios números de Reynolds oscilatorio. Geometría MH1. (a) $Pr = 630$. (b) $Pr = 285$. $x_0/D = 0,5$	146
Figura 5.9. Número de Nusselt en función del número de Reynolds neto y varios números de Reynolds oscilatorio. Geometría MH3. (a) $Pr = 470$. (b) $Pr = 190$. $x_0/D = 0,288$	147
Figura 5.10. Parámetro de estratificación en función del número de Reynolds neto. (a) Geometría MH1, $Pr = 285$. (b) Geometría MH3, $Pr = 190$	148
Figura 5.11. Parámetro de mejora R3 en función del número de Reynolds neto para distintos números de Prandtl. (a) Geometría MH1. (b) Geometría MH3.	151
Figura 5.12. Parámetro de mejora R3 en función del número de Reynolds neto para las geometrías MH1 y MH3. $Pr=190$	152
Figura 5.13. Parámetro de mejora R3 en función del número de Reynolds neto para distintos números de Reynolds oscilatorio y (a) $Pr = 630$ y (b) $Pr = 285$. Geometría MH1.....	153
Figura 5.14. Parámetro de mejora R3 en función del número de Reynolds neto para distintos números de Reynolds oscilatorio y (a) $Pr = 470$ y (b) $Pr = 190$. Geometría MH3.....	154
Figura 6.1. Mallado de la celda utilizado para la simulación numérica del flujo en la geometría (a) MH1 y (b) MH3.....	159
Figura 6.2. Factor de fricción de Fanning celda-a-celda para varios números de Reynolds neto. Geometría MH3.	160
Figura 6.3. Desviación del factor de fricción de Fanning celda-a-celda, respecto al de flujo espacialmente periódico, en función del número de celda. Geometrías MH1 y MH3.....	161
Figura 6.4. Factor de fricción de Fanning neto en función del número de Reynolds neto obtenido mediante CFD- Geometrías MH1 y MH3.....	162
Figura 6.5. Contorno de velocidad escalar y líneas de corriente para flujo estacionario. Geometría MH1. (a) $Ren = 1$. (b) $Ren = 15$. (c) $Ren = 32$. (d) $Ren = 102$	163
Figura 6.6. Evolución del tamaño de la recirculación con el número de Reynolds neto para la geometría MH1.	163
Figura 6.7. Contorno de velocidad escalar y líneas de corriente para flujo estacionario. Geometría MH3. (a) $Ren = 1$. (b) $Ren = 7$. (c) $Ren = 30$. (d) $Ren = 80$	164
Figura 6.8. Señal de caída de presión bruta y ajustada estadísticamente y velocidad instantánea.....	165
Figura 6.9. Desfase presión velocidad obtenido mediante distintos métodos.....	166
Figura 6.10. Variación del número de Potencia a lo largo de la sección de ensayo.	167
Figura 6.11. Variación del número de Potencia a lo largo de la sección de ensayo.	168
Figura 6.12. Comparación del factor de fricción de Fanning obtenido de las simulaciones y experimentalmente (x). Geometría MH1.....	168
Figura 6.13. Comparación del desfase presión-velocidad obtenido de las simulaciones y experimentalmente (x). Geometría MH1.	169
Figura B.1. Evolución de la temperatura a lo largo de la sección de ensayo.....	184
Figura B. 2. Desviación de las medidas de los termopares respecto a la esperada (líneas continuas) y el ajuste polinómico correspondiente (líneas discontinuas) para 4 termopares	186
Figura C.1. Geometría del problema y discretización de la misma	192

Figura C. 2. Solución de la temperatura a lo largo de la sección transversal proporcionada por el modelo de volúmenes finitos.....	196
Figura C. 3. Variación del coeficiente de convección interior con la posición axial proporcionado por el modelo unidimensional y el bidimensional. (a) $Ren = 23$ y $Pr = 270$. (b) $Ren = 2150$ y $Pr = 150$. Geometría mH1	197
Figura C.4. Efecto de la conducción axial en (a) la temperatura de pared interior y (b) el coeficiente de convección interior estimado.....	199
Figura F.1. Circuito con caudales neto y oscilatorio superpuestos. (1) Bomba de caudal neto, (2) sistema de oscilación del flujo.....	212
Figura F.2. Caudales en los distintos tramos del circuito para a) $\Psi = 0,7$; (b) $\Psi = 2$	214
Figura F.3. Factor de efecto del caudal oscilatorio sobre la caída de presión neta según Ecuación (F.13) .	215
Figura F.4. Desviación del factor propuesto por Mackley y Stonestreet [5] respecto a la Ecuación (F.13)	216
Figura F.5. Efecto del caudal neto en el consumo de potencia asociado al caudal oscilatorio	217
Figura F.6. Velocidad y caída de presión en flujo oscilatorio puro	219
Figura F.7. Efecto del desfase presión-velocidad en el aumento del consumo de potencia de un sistema sin recuperación de energía respecto a un sistema con recuperación	220

Índice de tablas

Tabla 1.1. Parámetros óptimos de los OBRs identificados a partir del tiempo de mezcla [10]	10
Tabla 1.2. Características de los modelos de cálculo de la disipación de potencia	18
Tabla 1.3. Geometrías y rangos ensayados en la bibliografía.....	20
Tabla 1.4. Correlaciones propuestas para la transferencia de calor en OBRs.....	21
Tabla 1.5. Estudios bibliográficos centrados en la aplicación de los OBRs	24
Tabla 1.6. Dimensiones geométricas de los deflectores empleados en esta Tesis	28
Tabla 2.1. Propiedades físicas del propilenglicol puro en función de la temperatura [115]	36
Tabla 2.2. Incertidumbre de los parámetros geométricos	49
Tabla 2.3. Incertidumbre de los números adimensionales	50
Tabla 2.4. Características de la cámara MotionScope M3.....	54
Tabla 2.5. Propiedades físicas en función de la temperatura para una mezcla propilenglicol agua al 60 % [115]	56
Tabla 2.6. Efecto de los filtros en los resultados de correlación cruzada	63
Tabla 2.7. Incertidumbre de los parámetros y variables relevantes en las medidas PIV	68
Tabla 4.1. Coeficientes de la correlación para el número de potencia. Geometría MH1.....	132
Tabla 4.2. Coeficientes de la correlación para el número de potencia. Geometría MH3.....	132
Tabla 6.1. Resultados del análisis de sensibilidad. Geometría MH1 [111]	158
Tabla 6.2. Resultados del análisis de sensibilidad. Geometría MH3.....	158

Nomenclatura

A	Área transversal el tubo de ensayo	m^2
A_{cil}	Área transversal del cilindro hidráulico	m^2
c_p	Calor específico	$\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$
C	Concentración de propilenglicol (base másica)	%
C_0	Coeficiente de orificio	-
C_F	Factor de fricción	-
d	Diámetro de orificio	m
D	Diámetro interior	m
e	Incertidumbre	-
	Espesor	m
EF	Fracción de energía de las componentes fluctuantes de velocidad respecto a la energía cinética total	%
f	Frecuencia de oscilación	Hz
f_c	frecuencia crítica de oscilación	Hz
F_n	Factor de influencia del flujo oscilatorio sobre la caída de presión neta	-
F_{osc}	Factor de influencia del flujo neto sobre la amplitud de la caída de presión oscilatoria	-
FS	Fondo de escala	-
g	Aceleración de la gravedad	m/s^2
h	Coeficiente de transferencia de calor por convección	$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$
I	Intensidad que circula por el tubo de ensayo	A
k	Conductividad térmica	$\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$
l	Longitud de celda (distancia entre deflectores consecutivos)	m
l_{ima}	Longitud medida en la imagen para la longitud de referencia en la técnica PIV	px

l_{rec}	Longitud de la recirculación	m
l_{ref}	Longitud de referencia en la técnica PIV	m
l_m	Longitud de mezcla	m
L	Longitud	m
L_h	Longitud de la sección de ensayo que es calentada	m
L_p	Longitud entre las tomas de caída de presión	m
$\dot{m}$	Gasto másico	kg/s
N	Velocidad de giro de un tanque agitador	rad/s
	Número de muestras medidas o imágenes adquiridas	-
	Número de tubos del intercambiador de calor	-
n_b	Número de deflectores	-
n_o	Número de orificios por deflector	-
PL	Nivel de peak locking	-
PPR	Peak-to-peak ratio	-
q	Caudal volumétrico	m ³ /s
q''	Flujo de calor	W/m ²
q_{vol}	Calor generado por unidad de volumen	W/m ³
Q	Calor generado en la sección de ensayo	W
Q_p	Calor de pérdidas al ambiente en la sección de ensayo	W
r	Coordenada radial	m
R	Resistencia térmica	m·K/W
	Radio	m
R_3	Aumento de la transferencia de calor respecto a un tubo liso con el mismo consumo de potencia	-
R_v	Ratio de velocidades axial-radial	-
S	Fracción de área de paso	-
t	Tiempo	s
T	Temperatura	°C
	Periodo de oscilación	s
TI	Intensidad turbulenta	-
u	Velocidad media	m/s
U	Coeficiente global de transmisión del calor	W/(m·K)
U_n	Velocidad media del caudal neto	m/s
V	Volumen de fluido entre las tomas de medida de presión	m ³

	Tensión aplicada al tubo de ensayo	V
V_{cil}	Volumen de fluido desplazado en el cilindro hidráulico durante un semiciclo de oscilación	m ³
V_{ens}	Volumen de fluido desplazado en la sección de ensayo durante un semiciclo de oscilación	m ³
w	Distancia entre orificios	m
$\overline{W}_{osc}$	Potencia media disipada a lo largo de un ciclo de oscilación, asociada al flujo oscilatorio	W
$\overline{W}_{qs}$	Potencia media disipada predicha por el modelo cuasi estacionario	W
$\overline{W}_{ee}$	Potencia media disipada predicha por el <i>eddy enhancement model</i>	W
$\overline{W}_{ER}$	Potencia media disipada si hay recuperación de energía	W
$\overline{W}_{NER}$	Potencia media disipada si no hay recuperación de energía	W
x	Posición del elemento oscilador del flujo	m
	Posición axial de la sección de medida	m
x_0	Amplitud de la oscilación, de centro a pico, en la sección de ensayo	m
$x_{0,cil}$	Amplitud de la oscilación, de centro a pico, en el cilindro hidráulico	m

Letras griegas

α	Difusividad térmica	m ² /s
β	Coeficiente de expansión térmica	1/K
Δp	Caída de presión	Pa
Δp_{max}	Amplitud de la onda de caída de presión	Pa
ε	Emisividad	-
ε_v	Densidad de potencia	W/m ³
ε_n	Densidad de potencia asociada al flujo neto	W/m ³
ε_{osc}	Densidad de potencia asociada al flujo oscilatorio	W/m ³
ε_t	Densidad de potencia total	W/m ³
σ	Desviación típica	-
	Constante de Stefan-Boltzmann	W/(m ² ·K ⁴)
ρ	Densidad	kg/m ³
μ	Viscosidad dinámica	kg/(m·s)
ω	Velocidad angular	rad/s
δ	Desfase presión-velocidad	rad
Γ	Resolución espacial	m/px
θ	Fase del ciclo de oscilación	rad

θ_0	Fase del ciclo de oscilación para la que el caudal instantáneo se hace nulo	rad
θ_1	Ángulo formado entre la lámina del láser y el plano de visualización	rad
λ	Valor propio asociado a un modo POD	-
ν	Viscosidad cinemática	m ² /s

Subíndices

<i>a</i>	aire atmosférico
<i>adq</i>	Asociado al sistema de adquisición
<i>ais</i>	Asociado al aislante térmico
<i>amb</i>	Ambiental
<i>b</i>	<i>bulk</i>
	<i>bias</i> , sistemático
	Tubo con deflectores insertados
<i>i</i>	Interior
	Entrada a la sección de ensayo
<i>e</i>	Entrada a la sección calentada
	Exterior
<i>j</i>	Índice de la sección de medida
<i>n</i>	Asociado al flujo neto
<i>o</i>	Salida de la sección de ensayo
<i>osc</i>	Asociado al flujo oscilatorio
<i>p</i>	Precisión
	Asociado a las partículas de sembrado para la técnica PIV
<i>s</i>	Salida de la sección de calentada
	Asociado al sensor de medida
	Asociado al tubo liso de referencia
<i>t</i>	Asociado al tubo de acero
<i>wi</i>	Pared interior
<i>we</i>	Pared exterior
<i>wu</i>	Punto superior de la pared del tubo
<i>wl</i>	Punto inferior de la pared del tubo

Números adimensionales

<i>Ra</i>	Número de Rayleigh
-----------	--------------------

Re_n	Número de Reynolds neto
Re_{osc}	Número de Reynolds oscilatorio
Re_t	Número de Reynolds máximo, $Re_t = Re_n + Re_{osc}$
St	Número de Strouhal
Ψ	Relación de velocidades
Nu	Número de Nusselt
Po	Número de Potencia
Pr	Número de Prandtl
Wo	Número de Womersley
f_n	Factor de fricción de Fanning neto
f_{osc}	Factor de fricción de Fanning oscilatorio
θ	Parámetro de estratificación

1 Introducción

1.1 Descripción general de los reactores de flujo oscilatorio

1.1.1. Desarrollo y principio de funcionamiento

La utilización de un flujo oscilante para mejorar la transferencia de masa se remonta a los años 40 y 50 en la industria nuclear, con el uso de columnas empaquetadas o con deflectores en las que se hacía oscilar el fluido contenido como muestra la Figura 1.1 (a) [1] (en inglés de denominan *Pulsed Packed Columns, PPC*). Estos dispositivos proporcionan una mejora significativa de los coeficientes de transporte respecto a columnas convencionales operando en contracorriente.

Otros dispositivos basados en un principio similar son las columnas con deflectores alternativos (en inglés *Reciprocating Plate Column, RPC*), conocidas como columnas *Karr*, debido a su principal desarrollador. En este caso, se emplean deflectores con menor restricción de paso del fluido y estos están conectados mediante un eje de forma que siguen un movimiento oscilatorio generado por un dispositivo mecánico externo (Figura 1.1 (b)).

Es en los años 80 [2] cuando aparecen los reactores de flujo oscilatorio (de ahora en adelante OBR, del inglés *Oscillatory Baffled Reactor*) en el formato en el que hoy son conocidos: una serie de deflectores (con una fracción de área de paso del 20-30 %) equiespaciados (del orden de 1-2 veces el diámetro) a lo largo de una sección tubular con un flujo neto al que superpone un flujo oscilatorio.

Estos dispositivos surgen como respuesta a la problemática asociada a las dos soluciones convencionales principales, (los reactores tubulares y los tanques agitadores) cuando se realizan procesos y/o reacciones químicas que requieren un alto tiempo de residencia:

- En el caso de los *reactores tubulares*, los elevados tiempos de residencia necesarios hacen que, para no requerir longitudes excesivas, sea necesario trabajar con caudales netos bajos. Estos bajos caudales implican, en general, trabajar con un flujo laminar, con un pobre mezclado radial y una transferencia de calor y de masa ineficiente.
- En el caso de los *tanques agitadores* convencionales (operando en modo *batch* o continuo) aparecen inconvenientes como son la dificultad del escalado, el elevado volumen necesario, la posible aparición de un flujo tipo baipaseado o la dificultad de controlar la transmisión de calor.

Figura 1.1. (a) Columna con deflectores pulsada, PPC. (b) Columna con deflectores oscilantes, RPC. Adaptado de [1].

Por su parte, los OBRs hacen uso de un flujo oscilatorio superpuesto, de forma que es posible aumentar la transferencia de calor y masa independientemente del caudal neto requerido. La oscilación del flujo provoca el desprendimiento periódico de vórtices aguas abajo de cada deflector, tanto en el sentido del flujo neto como en el opuesto, cuando operan en las condiciones adecuadas. De esta forma, cada espacio entre deflectores se comporta de forma similar a un pequeño tanque agitador. Se puede afirmar, en cierto modo, que los OBRs reúnen lo mejor de ambas tecnologías, esto es, operación en continuo y un mezclado uniforme.

A su vez, algunas de las ventajas de los OBRs respecto a los tanques agitadores convencionales son:

- Reducido esfuerzo cortante medio sobre el fluido de trabajo. Este aspecto es importante especialmente en procesos bioquímicos [3].
- Diseño compacto para alcanzar un comportamiento del mezclado similar a un flujo pistón ideal.
- Transferencia de calor independiente del caudal neto.
- Escalado lineal.

La Figura 1.2 muestra una representación de un OBR, en el que se pueden apreciar los elementos principales: la entrada y salida del caudal neto continuo, los deflectores insertados y el sistema de oscilación del flujo.

Figura 1.2. Esquema del principio de funcionamiento de un reactor de flujo oscilatorio [4].

1.1.2. Mecanismo de oscilación del flujo

En el apartado anterior se ha mencionado que los OBRs se basan en la superposición de un flujo oscilatorio a un flujo neto, pero, sin embargo, no se han dado detalles de qué tipo de flujo oscilatorio ni de las soluciones constructivas adoptadas para conseguir el mismo.

Expresión del caudal en OBRs

El flujo oscilatorio definido en la bibliografía de OBRs, corresponde a una variación senoidal con una velocidad promedio nula. Para conseguir esto, los sistemas suelen emplear el movimiento alternativo de un elemento mecánico que sigue un desplazamiento senoidal:

$$x(t) = x_0 \sin(2\pi f t) \quad (1.1)$$

donde x_0 y f son la amplitud y frecuencia de oscilación, respectivamente, y $x(t)$ es la posición en el tiempo del elemento responsable de la oscilación del flujo. La velocidad del mismo viene dada por:

$$u_{osc}(t) = 2\pi f x_0 \cos(2\pi f t) \quad (1.2)$$

En el caso de que la sección del elemento que impulsa el fluido no sea la misma que la de la sección donde se ubican los deflectores es necesario modificar la amplitud de la velocidad de forma que se mantenga el gasto volumétrico.

Finalmente, la velocidad total del flujo debe incluir la componente asociada al flujo neto:

$$u(t) = u_n + 2\pi f x_0 \cos(2\pi f t) \quad (1.3)$$

En la Figura 1.3 se muestran dos configuraciones posibles cuando se superponen un flujo neto y un flujo oscilatorio: (a) que la magnitud máxima de la velocidad del flujo oscilatorio ($x_0 2\pi f$) sea inferior a la del neto y, por tanto, la velocidad instantánea del flujo siempre sea positiva, y (b) que la velocidad máxima del flujo inducida por la oscilación sea superior a la velocidad del caudal neto, y se produzca inversión del flujo durante cada ciclo (también llamado flujo reverso).

Figura 1.3. Velocidad promedio del flujo para situación (a) sin flujo reverso ($x_0 2\pi f < u_n$) y (b) flujo reverso ($x_0 2\pi f > u_n$).

Mecanismos de oscilación del flujo

Para obtener una evolución senoidal del caudal oscilatorio se han planteado diferentes aproximaciones constructivas, que se recogen en la Figura 1.4 (a-c). Podemos distinguir entre el elemento que transmite el desplazamiento al fluido y el elemento encargado de generar el movimiento alternativo.

Para transmitir el movimiento al fluido la opción más habitual es la de un pistón, que puede accionar únicamente uno de los extremos del OBR o bien ser de doble efecto conectado a ambos extremos (Figura 1.4 (a)), de forma que a la vez que impulsa el fluido en un extremo, el fluido es succionado por el otro [2,5–8]. Otra opción frecuente, especialmente en la aplicación de flujos oscilatorios en columnas verticales, es el uso de un fuelle (Figura 1.4 (b)) o diafragma [9–12].

En cuanto a la generación del movimiento alternativo, el uso de un mecanismo biela-manivela es muy habitual [2,5–8] junto con el de bielas (Figura 1.4 (c)) [13–16]. En la última década también es habitual encontrar la aplicación de bombas de jeringa (*syringe pump* en inglés) para proporcionar el flujo oscilatorio, si bien su aplicación se reduce a OBRs de escala de laboratorio [17–19].

Figura 1.4. Distintos sistemas de oscilación empleados en reactores de flujo oscilatorio: (a) Biela-manivela y pistón con doble efecto [5] (b) fuelle [13] (c) leva y pistón [14].

1.1.3. Geometrías utilizadas

En el apartado 1.1.1 se indicó que en los OBRs se introducen una serie de deflectores equiespaciados, que promueven el desprendimiento del flujo, la aparición de vórtices y el adelanto de la turbulencia. Desde su concepción inicial, numerosas geometrías han sido utilizadas como deflectores. La Figura 1.5 muestra las cinco geometrías más habituales en la bibliografía.

Deflectores de un orificio

La primera geometría en ser utilizada en los OBRs fue la de los deflectores circulares de un orificio (Figura 1.5 (a)), denominados en inglés ‘wall baffles’ [9]. Esta geometría es, a su vez, la convencional y la más ampliamente estudiada. Las características geométricas que definen esta geometría se muestran en la Figura 1.6.

Figura 1.5. Principales geometrías utilizadas en los OBRs (a) deflectores uniorificio, (b) deflectores multiorificio, (c) deflectores centrales (d) deflectores helicoidales [20] y (e) deflectores de restricciones suaves [20]

Las dimensiones características son el diámetro del tubo, D , el diámetro del orificio, d , el espesor de los deflectores, e , y la distancia entre deflectores consecutivos, l , que se denomina longitud de celda.

Esta geometría se repasa en detalle en el apartado 1.3, con lo que este apartado se centra en los aspectos generales del resto de las geometrías, menos habituales (Figura 1.5 (b-e)).

Deflectores multiorificio

Los deflectores multiorificio surgen de la problemática asociada al escalado de los OBRs. Fundamentalmente consisten en deflectores con orificios circulares con un número variable de los mismos. Esta geometría se discute en más detalle en el apartado ‘1.2.5. Escalabilidad’.

Figura 1.6. Dimensiones características de un OBR con un deflector de un orificio

Deflectores centrales

La principal ventaja de los deflectores centrales, como apuntaron Mackay et al. [9], reside en el mayor esfuerzo cortante generado cerca de las paredes, lo que es de gran importancia en procesos de filtración.

Muelles helicoidales

El uso de muelles helicoidales en OBRs es de aparición más reciente, en concreto del principio de la década de 2010. Estudios disponibles en la bibliografía especializada [21] destacan el mayor grado de flujo pistón a grandes amplitudes de oscilación ($St < 0,2$) y el amplio rango de condiciones en las que se alcanza un nivel alto de flujo pistón. Además, el estudio destaca también la facilidad de la introducción y extracción de los muelles en tubos cilíndricos para su montaje y limpieza.

Deflectores con restricción suave del área de paso

Estos OBRs están típicamente formados por una única pieza de vidrio con reducciones suaves del área de paso. El diseño apareció por primera vez en un artículo de Reis et al. [22], y está orientado a reducir el esfuerzo cortante existente en los OBRs con deflectores convencionales, generado por el cambio brusco de área de paso. Otro aspecto que destacar de este diseño es su simplicidad, facilidad de fabricación y montaje respecto a otros tipos de OBRs.

Una geometría con similitudes a las restricciones suaves es el OBR integral [23], que tiene en común su fabricación en una única pieza, normalmente de vidrio, pero con unas dimensiones más próximas a las de un OBR convencional. Así, la sección de paso suele ser la de un OBR convencional (del orden del 25 %) pero con mayor espesor de las restricciones del área de paso, y que, además tienen, una forma más achaflanada debido al proceso de fabricación.

1.2. Análisis dimensional del problema

Como se ha comentado, los OBRs se diseñan generalmente para trabajar en modo continuo, con lo que hay un caudal neto junto con un caudal oscilatorio superpuesto. En la Figura 1.7 se muestran las distintas situaciones en las que podrían operar estos dispositivos: (a) únicamente con caudal neto, (b) con caudal oscilatorio únicamente y (c) con ambos caudales superpuestos, que en este trabajo se denominan de ahora en adelante: régimen estacionario, régimen oscilatorio y régimen compuesto, respectivamente.

Figura 1.7. Representación de las distintas condiciones de operación posibles: (a) régimen estacionario (b) régimen oscilatorio (c) régimen compuesto

Así, una variable relevante es la velocidad promedio del caudal neto U_n . Por su parte, el caudal oscilatorio introduce dos nuevas variables, la frecuencia de oscilación, f , y la amplitud de oscilación, x_0 . A esto hay que añadir la dimensión característica de la geometría, diámetro D , y las propiedades físicas del fluido, densidad ρ y viscosidad dinámica μ .

Cualquier variable de interés en condiciones de trabajo isothermas, como la disipación de potencia o la caída de presión, que aquí se denominan genéricamente como φ , será función de las siguientes variables:

$$\varphi = f(D, \rho, \mu, U_n, x_0, f) \quad (1.4)$$

Como variables dimensionalmente independientes se han tomado D , ρ y μ . Al adimensionalizar la velocidad del flujo neto aparece el número de Reynolds convencional, que en adelante se denomina número de Reynolds neto para evitar confusiones.

$$Re_n = \frac{\rho U_n D}{\mu} \quad (1.5)$$

En cuanto a la amplitud, podría adimensionalizarse con el diámetro del tubo, D , obteniendo la variable adimensional x_0/D , tal y como es habitual en estudios sobre intercambiadores de calor en motores Stirling [24]. Sin embargo, en OBRs se ha impuesto el uso del número de Strouhal, que relaciona el tiempo de residencia de los vórtices con el tiempo

característico del flujo [25] y que para este tipo de geometrías se define en la bibliografía como:

$$St = \frac{D}{4\pi x_0} \quad (1.6)$$

Se puede observar que se reduce a una relación entre el diámetro y la amplitud de la oscilación. A lo largo de este trabajo se utilizará la amplitud de oscilación adimensionalizada con el diámetro del tubo, x_0/D , que en adelante se denominará amplitud adimensional.

En cuanto a la frecuencia de oscilación, la adimensionalización con las variables elegidas como dimensionalmente independientes introduce el número de Womersley [26]:

$$Wo^2 = \frac{\rho 2\pi f D^2}{\mu} \quad (1.7)$$

Sin embargo, en OBRs suele introducirse un número similar, en el que se utiliza también la amplitud de oscilación, para que así la velocidad máxima de oscilación, $2\pi f x_0$, aparezca en el numerador:

$$Re_{osc} = \frac{\rho 2\pi f x_0 D}{\mu} \quad (1.8)$$

Este número es similar al número de Reynolds convencional, pero con la velocidad media máxima del flujo oscilatorio como velocidad característica. Es por ello que se ha denominado número de Reynolds oscilatorio.

La discusión acerca de la adimensionalización de la variable que se desea caracterizar, φ , se incluye en el apartado de resultados que corresponda.

Por último, cabe mencionar un parámetro derivado de los anteriores, usado muy comúnmente en la práctica, que es la relación de velocidades, definida como:

$$\psi = \frac{Re_{osc}}{Re_n} \quad (1.9)$$

Este parámetro indica el peso del flujo oscilatorio sobre el flujo neto. Si $\psi > 1$, se produce inversión del flujo, la cual es necesaria para que se produzca la formación periódica de vórtices en ambos sentidos del ciclo de oscilación. Dicha condición es utilizada ampliamente en el diseño de los OBRs.

1.3. Estado del arte

En este apartado se hace una revisión bibliográfica de los trabajos de investigación realizados sobre reactores de flujo oscilatorio, haciendo hincapié en el comportamiento fluidodinámico y térmico. En primer lugar, se incluyen dos apartados acerca del estudio del transporte de especies y de la escalabilidad, aspectos que, si bien no son analizados en esta Tesis Doctoral, son fundamentales para determinar las condiciones de funcionamiento de los OBRs y justificar los rangos y geometrías estudiados más adelante.

El siguiente subapartado revisa los principales estudios acerca de los patrones de flujo, que están estrechamente relacionados con el mezclado. Seguidamente, se analizan dos aspectos

de diseño de estos reactores, como son la disipación de potencia y la transferencia de calor. Finalmente, se incluye una breve revisión de las aplicaciones de los reactores de flujo oscilatorio.

1.3.1. Transporte de especies

Los estudios de transporte de especies están orientados a evaluar la dispersión axial en reactores de flujo oscilatorio y su semejanza con el modelo ideal de flujo pistón. Proporcionan también una medida indirecta del mezclado radial inducido durante la operación de estos dispositivos. La importancia de los estudios de transporte de especies radica en la determinación de la idoneidad de los OBRs para conducir reacciones químicas con alto tiempo de residencia sin generación de productos secundarios.

Ni et al. [10] realizaron un amplio estudio para determinar las dimensiones geométricas óptimas en reactores de flujo oscilatorio operando en modo *batch*, tanto con fluido oscilante como con deflectores oscilantes. Para evaluar la calidad del mezclado se midió el tiempo de mezcla tras la inyección de un trazador. Los parámetros geométricos estudiados fueron el espaciado entre deflectores, la fracción de área de paso de los deflectores y el espesor de los deflectores. Para un amplio rango de estos parámetros se midieron los tiempos de mezclado para varias frecuencias y amplitudes de oscilación. Los autores identificaron los valores que se recogen en siguiente tabla como óptimos:

Tabla 1.1. Parámetros óptimos de los OBRs identificados a partir del tiempo de mezcla [10]

Parámetro geométrico	Fluido oscilante	Deflectores oscilantes
Relación de área de paso	20-22%	20-22%
Espaciado entre deflectores	2 D	1,8 D
Espesor de los deflectores	2-3 mm	2-3 mm

Stonestreet y van der Veeke [14] estudiaron la distribución del tiempo de residencia en un reactor de flujo oscilatorio. Definieron una eficiencia en términos del número teórico de tanques en serie equivalentes para obtener la curva de distribución del tiempo de residencia (en inglés *Residence Time Distribution*, RTD) observada. Para varios números de Reynolds neto estudiaron el efecto de la ratio de velocidades, Ψ , en la eficiencia del mezclado. Los autores concluyen que el rango de trabajo adecuado se encuentra en $2 < \Psi < 4$.

1.3.2. Escalabilidad

Una revisión completa de los aspectos y estudios relacionados con el escalado de los OBRs puede encontrarse en [1]. Este apartado se centra en describir brevemente la problemática del escalado de los OBRs.

En un OBR el escalado puede realizarse de forma lineal, manteniendo los números adimensionales convenientemente: el número de Strouhal y el número de Reynolds oscilatorio. Así, la amplitud de la oscilación viene fijada por:

$$x_0 = \frac{D}{4\pi St} \quad (1.10)$$

Con lo que varía proporcionalmente al diámetro del reactor. Sustituyendo la amplitud en el número de Reynolds oscilatorio, la frecuencia de oscilación que permite trabajar en condiciones de similitud fluidodinámica para diferentes tamaños de reactor es:

$$f = \frac{4\pi \mu}{\rho 2\pi D^2} St Re_{osc} \quad (1.11)$$

que, como vemos, disminuye con el cuadrado del diámetro. Esto puede llevar a frecuencias muy bajas cuando se diseñan equipos de gran tamaño, que sean insuficientes para proporcionar un mezclado intenso.

Como solución, se desarrollaron los reactores con deflectores multiorificio, que fueron estudiados en detalle por Smith [27]. En dicho trabajo, se describieron los patrones de flujo y se estudió la transferencia de masa en estos dispositivos, concluyendo que un reactor con deflectores de n_o orificios y diámetro D se comporta de forma equivalente a un reactor con deflectores de un solo orificio y un diámetro equivalente D_{eq} :

$$D_{eq} = \frac{D}{\sqrt{n_o}} \quad (1.12)$$

De esta forma, el comportamiento de un reactor a escala de laboratorio puede extrapolarse a un reactor con deflectores multiorificio más grande, con el mismo diámetro equivalente.

A pesar de la aplicabilidad de los OBRs con deflectores multiorificio [28–32], los estudios experimentales relacionados con los aspectos termohidráulicos son escasos.

1.3.3. Patrones de flujo

El estudio de los patrones de flujo en OBRs ha estado orientado a identificar los mecanismos de mezclado radial, gobernado por la dispersión cíclica de vórtices; y la influencia de las condiciones de operación en la aparición de la asimetría del flujo y la generación de un flujo caótico. En este apartado se recogen únicamente los más relevantes para comprender el funcionamiento de los OBRs.

El primer estudio de visualización a destacar es el realizado por Brunold et al. [25], en el que se ensayan tubos circulares con deflectores periódicos insertados sometidos a un flujo oscilatorio. Se ensayaron distintos espaciados entre deflectores: $l = D$, $l = 1,5 \cdot D$ y $l = 2 \cdot D$. Se observó que la oscilación provoca la formación de vórtices aguas abajo de los deflectores durante ambos semiciclos de oscilación (Figura 1.8 (a) y (c)), que son posteriormente arrastrados por el chorro central y viajan a lo largo del espacio entre deflectores (Figura 1.8 (b) y (d)), dando lugar a un intenso mezclado. Los autores identifican el espaciado óptimo en $l = 1,5 \cdot D$, valor que actualmente se mantiene como referencia en el diseño de los OBRs.

Figura 1.8. Evolución del patrón de flujo a lo largo de un ciclo de oscilación en un OBR [20]

Mackay et al. [9] realizan el primer estudio detallado de la aparición de la inestabilidad en reactores de flujo oscilatorio, tal y como se conocen hoy. La visualización del flujo se realizó cualitativamente sembrando partículas de polietileno. Obtuvieron un mapa, a partir de la visualización experimental, para determinar en qué regiones el flujo se vuelve asimétrico (ver Figura 1.9) en función del número de Reynolds oscilatorio y del número de Strouhal. Los autores determinaron que, para el rango de números de Strouhal ensayados ($0,3 < St < 2$), el flujo se vuelve asimétrico a un número de Reynolds oscilatorio del orden de 200.

Figura 1.9. Patrón asimétrico del flujo observado en una fase del ciclo de oscilación para $Re_{osc} = 316$ y $St = 0,31$.

Roberts y Mackley [33] observaron los patrones de flujo, mediante fotografía, en un canal rectangular sometido a flujo oscilatorio, con deflectores equiespaciados una distancia $1,5 H$, siendo H la altura del canal, y con una altura de los deflectores de $0,25 H$. Los autores comprobaron que el flujo se volvía tridimensional para $Re_{osc} = 100$ para el rango de amplitudes ensayadas, $St = 0,4 - 1$. Para $Re_{osc} = 150 - 200$ el flujo se volvía asimétrico. Posteriormente, utilizaron simulaciones bidimensionales para explicar el aumento del nivel de caos del flujo a partir de la duplicación del periodo de repetición de

los patrones del flujo. Para ello, introdujeron conceptos interesantes como son la periodicidad espacial, la periodicidad temporal y la asimetría o tridimensionalidad del flujo.

Smith [27] realizó un estudio de visualización del flujo mediante inyección de tinta fluorescente en OBRs geoméricamente semejantes, pero de distinto tamaño, con diámetros $D = 24$ mm, $D = 54$ mm y $D = 150$ mm. Una de las principales conclusiones es que los patrones de flujo no se vieron alterados por el tamaño del reactor para un mismo número de Reynolds neto y oscilatorio. Para el funcionamiento con solamente caudal neto detectaron que el flujo se vuelve asimétrico a partir de $Re_n = 214$ aproximadamente. Para el caso con flujo oscilatorio sin flujo neto observaron que, para un número de Strouhal $St = 2$, el flujo perdía la simetría axial para $Re_{osc} = 150$. El autor destacó que la superposición de un caudal neto al oscilatorio tiene el efecto de retrasar la aparición de la asimetría. Así para un $Re_{osc} = 150$ con un neto superpuesto $Re_n = 107$ el flujo presenta todavía simetría axial.

Ni et al. [34] compararon un modelo numérico LES (Large Eddy Simulation) con PIV (Particle Image Velocimetry) bidimensional para un $Re_{osc} = 1250$ y $St = 1$. Contrastaron los resultados de energía cinética turbulenta y otros parámetros relacionados con la turbulencia. Cabe destacar que parecen ser los primeros en introducir la relación de velocidades axial/radial como parámetro relevante en los OBRs, obteniendo un valor aproximado de 2 para el caso simulado. Este parámetro es utilizado posteriormente por otros autores para cuantificar el nivel de mezclado en los OBRs [35].

Zheng et al. [16] desarrollaron un modelo numérico tridimensional para estudiar la aparición de la asimetría en tubos con deflectores periódicos sometidos a flujo oscilatorio. El modelo es validado comparando con los resultados experimentales obtenidos mediante PIV.

El modelo numérico es utilizado para estudiar la estabilidad del flujo en función del número de Reynolds oscilatorio y del número de Strouhal. La inestabilidad del flujo se cuantifica mediante la definición de un coeficiente de asimetría, que aumenta al aumentar la asimetría del flujo. De esta forma obtuvieron un mapa bidimensional que muestra el nivel de asimetría en función del número de Strouhal y del número de Reynolds oscilatorio. Observaron que el máximo Re_{osc} para el que se observa la pérdida de la simetría axial fue 225, para $St = 1,0$. Por debajo de $St = 0,5$ se reduce significativamente dicho valor crítico. Para $St = 0,1$ ya se puede observar asimetría para $Re_{osc} = 100$. Se destaca también que no está muy clara la relación, si bien la hay, del nivel de asimetría del flujo con la intensidad del mezclado.

Los autores determinaron que para St bajos, $\sim 0,1$, la inestabilidad era del tipo Kelvin-Helmholtz, producida por el elevado esfuerzo cortante entre láminas de fluido, mientras que para $St > 0,5$ la inestabilidad era producida por la colisión de vórtices generados en ciclos consecutivos. Finalmente, se trató de identificar el comportamiento caótico del flujo según el espectro de frecuencia de las componentes de velocidad, concluyendo, a partir de la existencia de unas pocas frecuencias dominantes, que el flujo caótico generado en estas condiciones de operación es de naturaleza laminar no estacionaria.

Como crítica a la conclusión anterior, cabe recordar que las estructuras del flujo se generan periódicamente de acuerdo con la frecuencia impuesta por el mecanismo de oscilación. Así, no es adecuado fijarse únicamente en el espectro de frecuencias (para determinar si el flujo es caótico), ya que la frecuencia motriz siempre será dominante; con lo que el comportamiento del flujo puede ser considerado como caótico en cierto modo, en cuanto a que no es regular para una misma fase de oscilación.

A lo largo de este apartado se han introducido términos referidos al comportamiento del flujo como son *asimétrico*, *no estacionario* o *caótico*. Todos estos términos, si bien no son equivalentes, están estrechamente relacionados y tratan de describir (en el caso de los OBRs) un mismo fenómeno: la pérdida de simetría y de periodicidad espacial y temporal del flujo. En adelante, se describirá este comportamiento del flujo como *caótico*. Cabe resaltar que no se ha de confundir este término con el de flujo turbulento, pues si bien ambos presentan características similares, como es la tridimensionalidad, no hay estudios que demuestren que la disipación de energía tenga lugar de forma análoga a un flujo turbulento.

1.3.4. Disipación de potencia

El estudio de la potencia disipada en reactores de flujo oscilatorio ha atraído la atención de los investigadores por su importancia para dimensionar los sistemas de accionamiento del flujo oscilatorio. Se pueden dividir los estudios en aquellos aplicados a columnas pulsantes y que sirvieron como base para el estudio de los OBRs, y los centrados en aplicar o desarrollar modelos para la geometría típica del OBR.

Estudios precursores

En 1995, Jealous y Johnson [36] plantearon un modelo teórico para calcular el consumo de potencia en una columna de extracción líquido-líquido sometida a un flujo oscilatorio senoidal. El modelo asume que la caída de presión total es la suma de tres componentes, debidas a la columna estática de fluido, a la fricción (velocidad) y a la inercia (aceleración).

Para la componente friccional consideraron que la caída de presión en un instante es igual a la que habría en un flujo estacionario con la misma velocidad instantánea. Así, los autores introdujeron el *modelo cuasi estacionario* por primera vez.

Para calcular la caída de presión friccional en un instante dado se asumió que el sistema es equivalente a una serie de deflectores aislados, utilizando el coeficiente de orificio en su definición convencional y con un valor de $C_0 = 0,6$.

$$C_0 = \sqrt{\frac{\rho U_n^2}{2 \Delta p} \left(\frac{1}{S^2} - 1 \right)} \quad (1.13)$$

Para el término inercial utilizaron la misma expresión que para un tubo liso. Debido a las discrepancias del modelo con las medidas experimentales, los autores introdujeron un desfase entre la caída de presión inercial y la velocidad instantánea, mejorando en cierta medida los resultados obtenidos por el modelo cuasi estacionario.

Baird y Garstang [37] estudiaron el consumo de potencia en una columna oscilante usando agua como fluido de trabajo (ver Figura 1.10). Las configuraciones analizadas fueron sin deflectores, con deflectores y empaquetada (*'packed bed'*). La disipación de potencia se cuantificó a partir de las medidas de variación de la altura de la columna de agua y la presión instantánea, las cuales fueron recogidas en un osciloscopio. Mediante la medida del área encerrada por la curva se obtuvo la disipación de potencia a lo largo de un ciclo de oscilación.

Los ensayos de consumo de potencia se realizaron sin caudal neto. Los resultados para las frecuencias ensayadas se compararon con los deducidos a partir del modelo cuasi estacionario, si bien no se indica el valor de coeficiente de orificio asumido. Los resultados del modelo cuasi estacionario caen en el margen del ± 10 % respecto al modelo mientras que, para los deflectores, el consumo de potencia es del orden de 30 % inferior en todo el

rango. Los autores justifican este hecho por la dispersión periódica de vórtices provocada por los deflectores, que lleva asociada cierta recuperación de energía cinética.

Figura 1.10. Instalación experimental para la medida del consumo de potencia en una columna con deflectores oscilantes. Figura adaptada de [38].

Hafez y Baird [38] estudiaron la disipación de potencia en la misma instalación experimental que la mostrada en la Figura 1.10, pero esta vez los deflectores fueron del tipo *Karr*. La potencia se midió mediante dos métodos:

- El área encerrada en el diagrama presión-posición a lo largo de un ciclo de oscilación. Este método no resultó adecuado para altas frecuencias, ya que la señal se vuelve ruidosa, reduciendo la precisión de la medida.
- El consumo medio de potencia eléctrica por el motor de accionamiento. Para cuantificar únicamente el consumo asociado al efecto de la oscilación de los deflectores en el fluido se mide la diferencia del consumo cuando la columna se encuentra llena de líquido y cuando está vacía.

Los resultados mostraron que el modelo cuasi estacionario ajusta adecuadamente los ensayos a grandes amplitudes y bajas frecuencias. Mientras que a bajas amplitudes y altas frecuencias los resultados experimentales superaban significativamente los resultados del modelo cuasi estacionario. En este caso el coeficiente de orificio empleado fue obtenido experimentalmente para cada tipo de deflector a partir de medidas de caída de presión en régimen estacionario, para $Re_n \sim 3000$.

Tras comprobar la falta de adecuación del modelo cuasi estacionario para bajas amplitudes y altas frecuencias, los autores revisaron varios aspectos del modelo:

- *Desfase de la componente friccional*: es bien sabido que el esfuerzo cortante en la pared se retrasa respecto a la velocidad media del fluido.

- *Variación de la longitud equivalente de la columna:* la altura de la columna de líquido varía senoidalmente con la oscilación.
- *Variación del coeficiente de orificio:* C_0 varía significativamente con el número de Reynolds neto [39] además de con la frecuencia. También depende de si el flujo se encuentra en aceleración o deceleración. Los autores usaron esta última aproximación, ajustando mejor las formas de frecuencias moderadas. Sin embargo, a altas frecuencias no consiguieron mejorar los resultados.

Finalmente, los autores concluyeron siguiendo las palabras de Daily et al. [40]: “the unsteady produces an internal flow structure that is no longer comparable to a steady-state condition”.

Los datos experimentales de potencia, $\overline{W}_{osc}$, fueron ajustados a una correlación para la potencia en función de una frecuencia adimensional, el número de Strouhal y dos variables adicionales que tienen en cuenta la variación de la geometría. La expresión toma la forma:

$$(\overline{W}_{osc}/\overline{W}_{qs} - 1) = 0,446 (f/f_c)^{1,02} (St)^{1,26} (4d \cdot S/l)^{-0,348} (d/w)^{-0,312} \quad (1.14)$$

donde $f_c = 2,5 \text{ Hz}$, es el valor de la frecuencia para el cual observaron un incremento drástico del consumo de potencia respecto al modelo cuasi estacionario. El número de Strouhal se definió en este caso: $St = \frac{d \cdot S}{x_0}$. La expresión para la potencia mediante el modelo cuasi estacionario viene dada por la expresión:

$$\overline{W}_{qs} = \frac{2}{3\pi} \cdot n_b \cdot \rho \left(\frac{1 - S^2}{C_0^2 S^2} \right) (2\pi f x_0)^3 \cdot A \quad (1.15)$$

Noh y Baird [41] estudiaron la componente neta de la caída de presión en una columna de líquido sometida a una oscilación senoidal con deflectores dinámicos. Plantearon un modelo cuasi estacionario, obteniendo una expresión analítica para la caída de presión media en un flujo con caudal neto y oscilatorio. Los resultados muestran una sobreestimación del modelo cuasi estacionario para altas velocidades netas, y error por defecto para bajos caudales netos, cuando no hay oscilación presente. Los autores comprobaron que el ajuste era mejor a mayores frecuencias, lo cual justificaron sobre la base de que la oscilación provoca un aumento del número de Reynolds oscilatorio, llevando a valores del coeficiente de orificio más uniformes.

Aplicación a OBRs

Mackay et al. [9] desarrollaron una expresión para el cálculo del consumo promedio de potencia asumiendo que tanto la velocidad como la caída de presión son funciones perfectamente sinusoidales. Como variable representativa del consumo de potencia utilizaron la densidad de potencia, esto es, la potencia consumida por unidad de volumen. La densidad de potencia es hasta hoy el parámetro más extendido para caracterizar la disipación de potencia en OBRs.

La expresión deducida es función de la diferencia de presión máxima en un ciclo de oscilación, Δp_{max} , la velocidad máxima, ωx_0 , y el desfase δ entre las dos ondas (calculado a partir de los picos de velocidad y presión):

$$\varepsilon_v = \frac{\overline{W}_{osc}}{V} = \frac{\Delta p_{max} \omega x_0 \cos(\delta)}{2 \cdot l \cdot n_b} \quad (1.16)$$

donde l es la longitud de la celda (distancia entre deflectores consecutivos) y n_b es el número de celdas entre los puntos de medida de la caída de presión.

Los autores realizaron simulaciones numéricas que mostraron, para los deflectores uniorificio con $St = 1$, una tendencia creciente del desfase δ , que es prácticamente nulo para $Re_{osc} = 0,1$ y alcanza un valor $\delta \approx 80^\circ$ para $Re_{osc} = 100$ (hasta donde el modelo representa los patrones observados experimentalmente). Sin embargo, la gran dispersión de los resultados experimentales (achacada a la naturaleza no senoidal de las ondas de presión y velocidad) imposibilitó la validación del modelo. A partir de $Re_{osc} = 200$ el desfase decrece hasta llegar a 0° para valores de oscilación más elevados, $Re_{osc} \sim 2000$. Los autores sugirieron que el máximo desfase parece coincidir con el inicio de la asimetría del flujo.

Mackley y Stonestreet [5] calcularon la densidad de potencia con la expresión propuesta por Mackay et al. [9], a partir de medidas experimentales de presión y velocidad para distintas amplitudes de oscilación.

Los ensayos de consumo de potencia en régimen oscilatorio se realizaron sin flujo neto para evitar el efecto del resto de elementos del sistema. Para evitar la cavitación fue necesario presurizar el circuito a 1,5 bar de presión absoluta. El rango ensayado de números de Strouhal fue $St = 0,15 - 0,95$.

Los autores dedujeron la expresión de la densidad de potencia asociada al modelo cuasi estacionario propuesto por Jealous y Johnson [36]:

$$\varepsilon_v = \frac{2 n_b \rho}{3\pi L_p \cdot C_0^2} \left(\frac{1}{S^2} - 1 \right) (2\pi f x_0)^3 \quad (1.17)$$

Los resultados del modelo para un coeficiente de orificio de $C_0 = 0,6$ fueron comparados con los resultados experimentales, obteniéndose que para una amplitud adimensional $x_0/D \sim 0,5$ los resultados eran solo ligeramente superiores a los predichos por el modelo cuasi estacionario. Sin embargo, al reducir la amplitud de oscilación el consumo excedía las predicciones del modelo. Así, para $St < 0,2$ la predicción con el modelo cuasi estacionario fue válida.

Además, para cuantificar el efecto del flujo oscilatorio sobre la componente neta del consumo de potencia, se introduce un factor dado por:

$$F_n = \left(1 + \left(\frac{4 Re_{osc}}{\pi Re_n} \right)^3 \right)^{1/3} \quad (1.18)$$

Así, el consumo de potencia asociado al caudal neto será el correspondiente al que habría sin flujo oscilatorio multiplicado por este factor. Este factor fue obtenido mediante comunicación personal con Baird en 1994, y no se justifica o razona su deducción en la bibliografía sobre la materia.

Baird y Stonestreet [42] utilizan los mismos datos experimentales que Mackley y Stonestreet [5]. El principal resultado del trabajo es el desarrollo de un modelo del consumo de potencia en reactores de flujo oscilatorio, denominado '*Eddy Enhancement Model*'. Este modelo parte de la observación de que a elevadas frecuencias y bajas amplitudes el flujo entra en un régimen caótico, que tiene poca relación con el que habría en un flujo estacionario a través del orificio. Este modelo se basa en la turbulencia de los vórtices locales acoplada con el comportamiento acústico. La viscosidad asociada a los torbellinos

se modela mediante una longitud de mezcla l_m , correspondiente a la longitud media de desplazamiento de los vórtices. Si bien su valor no es conocido, se espera que sea del orden del diámetro del tubo. La expresión de la densidad de potencia según este modelo:

$$\varepsilon_v = 1,5 \frac{\rho \omega^3 x_0^2 l_m}{l \cdot S} \quad (1.19)$$

donde S es la fracción de área de paso del flujo, que en el caso de un deflector uniorificio se reduce a $S = (d/D)^2$, con d y D el diámetro del orificio e interior del tubo, respectivamente.

El conjunto completo de los resultados para distintas amplitudes de oscilación se ajusta razonablemente a lo predicho por el '*Eddy Enhancement Model*' para un valor de la longitud de mezcla de $l_m = 7 \text{ mm}$, siendo del mismo orden que el diámetro del tubo, $D = 12 \text{ mm}$.

En la Tabla 1.2 se recogen las principales características de los modelos desarrollados en la bibliografía para la predicción de la disipación de potencia.

Tabla 1.2. Características de los modelos de cálculo de la disipación de potencia

Modelo	Cuasi estacionario [36]	Eddy Enhancement Model [42]
Densidad de potencia	$\varepsilon_v = \frac{2 n_b \rho}{3\pi L_p \cdot C_0^2} \left(\frac{1}{S^2} - 1 \right) (2\pi f x_0)^3$	$\varepsilon_v = 1,5 \frac{\rho \omega^3 x_0^2 l_m}{l \cdot S}$
Parámetro característico	Coficiente de orificio, C_0	Longitud de mezcla, l_m
Valores típicos	$C_0 = 0,6$ [5,36] $C_0 = 0,7$ [37]	$l_m = 7 \text{ mm}$ [42] $l_m = 9 \text{ mm}$ [43]
Condiciones de aplicación recomendadas [43]	$x_0 = 5 - 30 \text{ mm}$; $f = 0,5 - 2 \text{ Hz}$	$x_0 = 1 - 3 \text{ mm}$; $f = 5 - 14 \text{ Hz}$

Estudios numéricos recientes

Jimeno et al. [44] plantearon un modelo numérico CFD para validar los dos modelos más utilizados: cuasi estacionario (*Quasi-steady Model* en inglés, QSM) y el *Eddy-Enhancement-Model* (EEM) para reactores de flujo oscilatorio continuos con una geometría NiTech® DN15 (diámetro interior de 15 mm), que consiste en restricciones suaves periódicas.

Los autores simulan dos números de Reynolds neto (70 y 140) y un amplio rango de números de Reynolds oscilatorio (650-10000). Definieron además un nuevo número de Reynolds oscilatorio, para tener en cuenta el efecto del caudal neto conjuntamente al oscilatorio además de la fracción de área de paso y el espaciado entre deflectores.

Los autores comprobaron que el modelo cuasi estacionario sobrestima enormemente la disipación de potencia. Según los autores, esto es debido a dos motivos: 1) el coeficiente de descarga (del orden de 0,6-0,7 en orificios con borde afilado), que en el modelo simulado debería ser significativamente mayor y 2) el modelado de la caída de presión como una proporción lineal del número de deflectores, cuando, al no estudiar una geometría con

deflectores individuales, la interacción entre las restricciones del área de paso sucesivas debe dar lugar a una relación del tipo *power law* (potencial).

Los autores calcularon la longitud de mezcla que corresponde según el *Eddy-Enhancement-Model* y comprobaron que ni el caudal neto, ni la frecuencia ni el espaciado influyen apreciablemente en la misma. Los parámetros relevantes son la amplitud (presentando una variación lineal con la misma) y el diámetro del tubo.

Recientemente, Avila et al. [45] estudiaron mediante simulación numérica la disipación de potencia en un reactor de flujo oscilatorio trabajando con flujo neto y oscilatorio superpuesto. La geometría estudiada fue la misma, NiTech® DN15, para bajos números de Reynolds: $Re_n = 6 - 27$ y $Re_{osc} = 24 - 96$. El estudio se centra en demostrar que el modelo cuasi estacionario desarrollado por Jimeno *et al.* para dicha geometría no es válido para OBRs trabajando en régimen laminar, sino para flujo plenamente turbulento. Además, comprueban que el efecto del caudal neto sobre la disipación de potencia puede ser significativo en el rango de operación típico de los OBRs ($2 < \Psi < 6$).

Los autores introdujeron un nuevo parámetro, la densidad de potencia adimensional, que corresponde a la densidad de potencia real adimensionalizada con la velocidad máxima (oscilatoria más neta, para considerar el efecto del caudal neto):

$$\left(\frac{\overline{W}_{osc}}{V}\right)^* = \frac{(\overline{W}_{osc}/V) D}{\rho (2\pi f x_0 + U_n)^3} \quad (1.20)$$

Así, se obtiene un comportamiento de la densidad de potencia adimensional similar al del número de Potencia en tanque agitadores, con una tendencia lineal en régimen laminar y un valor constante en régimen turbulento.

Conclusión

Tras la revisión de los estudios acerca de la disipación de potencia en OBRs se puede concluir que hay dos modelos dominantes para la predicción del consumo de potencia en OBRs: el modelo cuasi estacionario [36] y el *Eddy Enhancement Model* [42]. Ambos plantean la problemática común de estar basados en parámetros ajustables, que se ha comprobado que dependen ampliamente de las condiciones de operación. Sin embargo, no se han realizado estudios sistemáticos acerca de qué valores de C_0 o l_m es aconsejable tomar en función de las condiciones de operación, además los resultados disponibles en la bibliografía dan soluciones no adimensionales y, por tanto, dependientes de las propiedades del fluido de ensayo y la escala. Por otro lado, se han planteado algunas aproximaciones adimensionales al problema [38,45], si bien estas todavía no han tenido la suficiente repercusión debido al limitado rango de operación estudiado y la escasez de resultados experimentales que demuestren su idoneidad.

Sobre la base de la conclusión anterior, queda justificado uno de los principales objetivos del proyecto: la caracterización y adimensionalización de la disipación de potencia en OBRs para un amplio rango de condiciones mediante el uso de números adimensionales apropiados.

Otra conclusión es que los estudios disponibles en la bibliografía no han estudiado en profundidad el problema de la amplitud de la caída de presión, tanto en condiciones de flujo estacionario como oscilatorio. Sin embargo, la máxima caída de presión en el sistema, así como la potencia de bombeo asociada al flujo neto, es un aspecto fundamental de diseño, por lo que se justifica la necesidad de desarrollar correlaciones que permitan estimar la amplitud de la misma para un amplio rango de números adimensionales.

1.3.5. Transferencia de calor

La transferencia de calor en los OBRs ha suscitado interés prácticamente desde su concepción, lo que ha estado motivado por la necesidad de dimensionar los circuitos de evacuación o aporte de calor cuando tienen lugar reacciones exotérmicas o endotérmicas a lo largo de los OBRs, o cuando la temperatura es un parámetro clave de la reacción, como en los procesos de cristalización.

A continuación, se comentan en detalle las conclusiones y observaciones extraídas de los principales estudios experimentales sobre transferencia de calor en OBRs, además de otros que han resultado interesantes por los conceptos utilizados. La Tabla 1.3 recoge los principales estudios que se describen a continuación, mientras que la Tabla 1.4 recoge las distintas correlaciones propuestas en los mismos.

Tabla 1.3. Geometrías y rangos ensayados en la bibliografía

Autores	Rangos ensayados				Geometría		
	Re_n	Re_{osc}	Pr	St	D (mm)	l	S
Mackley y Stonestreet (1990)	100-700	200-1600	124	0,64	12	1,5 D	0,34
Mackley y Stonestreet (1995)	150-1000	300-800	72	0,15 (0,14-0,27)	12	1,5 D	0,6
Rama Rao y Baird (2000)	50, 500, 1000	0-20000	6,9 73	0,16	50,8	0,5 D 1 D	0,31
Stephens y Mackley	0	50-1000 (MH1)	102	0,47-0,95 (MH1)	24 (MH1)	1,5 D (MH1)	0,25 (MH1)
		10000-40000 (MH3)		0,60 (MH3)	75 (MH3)	0,9 D (MH3)	0,12 (MH3)
P4G	100-1000	0-1590	-	0,38	24	1,5 D	-
Law et al. (2018)	200-1400	0-2770	4,4 9	0,35	26,2	2 D	0,25
Onyemelukwe et al. (2018)	10-55	0-200	5,4	0,2-0,8	5	2,6 D	0,16

Tabla 1.4. Correlaciones propuestas para la transferencia de calor en OBRs

Autores	Correlación propuesta	
Mackley y Stonestreet (1995)	$Nu = 0,0035 Re_n^{1,3} Pr^{1/3} + 0,3 \left[\frac{Re_{osc}^{2,2}}{(Re_n + 800)^{1,25}} \right]$	(1.21)
Rama Rao y Baird (2000)	$Nu/Pr^{1/3} = 0,722 (C_F^{1/3} Re_t)^{0,489}$	(1.22)
	$Re_t = Re_n + Re_{osc}$	
	$C_F = \frac{(D/l)(1/S^2 - 1)}{4 C_0}$	
	$Nu/Pr^{1/3} = 0,593 [\varepsilon_t^{0,25} (\rho/\mu)^{0,75} D]^{0,685}$	(1.23)
	$\varepsilon_t = \varepsilon_n + \varepsilon_{osc}$	
P4G	$Nu = Pr^{1/3} \left[0,36 \cdot Re_n^{0,6} + 0,8 \frac{Re_{osc}^{1,7}}{Re_n + 10000} \right]$	(1.24)
Law et al. (2018)	$Nu = \begin{cases} 0,52 Pr^{0,3} Re_n^{0,7} ; Re_{osc} > 1300 \\ 0,022 Pr^{0,3} Re_n^{0,7} Re_{osc}^{0,44} ; 0 < Re_{osc} \leq 1300 \end{cases}$	(1.25)
Onyemelukwe et al. (2018)	$Nu = 0,01616 Re_n^{1,16} Pr^{0,3} + 0,0016 \left[Re_{osc}^{0,08} Re_n^{1,42} \frac{St}{1,136} \right]$	(1.26)

Mackley et al. [46] estudiaron la transferencia de calor en un tubo con deflectores uniorificio bajo condiciones de temperatura de pared constante. El estudio se realizó para un número de Prandtl $Pr = 124$ y para un rango de número de Reynolds neto $Re_n = 100 - 700$. También se ensayó un rango de Reynolds oscilatorio $Re_{osc} = 200 - 1600$ para un único valor de neto $Re_n = 300$ y un número de Strouhal $St = 0,64$.

Los autores obtuvieron dos conclusiones principales: 1) En régimen estacionario los deflectores suponen una significativa mejora de la transferencia de calor respecto a un tubo liso; 2) En régimen oscilatorio comprobaron que la influencia del flujo oscilatorio era muy reducida en un tubo liso mientras que suponía una significativa mejora en el tubo con deflectores insertados.

Mackley y Stonestreet [5] ampliaron el estudio anterior también en condiciones de temperatura de pared constante. Para ello realizaron dos campañas experimentales en las que estudiaron el efecto de la amplitud de oscilación y de la superposición del flujo neto y oscilatorio, concluyendo que:

- El efecto de la amplitud en la transferencia de calor es despreciable, si bien se observaron ligeras mejoras para menores amplitudes de oscilación. Así, la transferencia de calor puede ser convenientemente explicada en términos únicamente de la velocidad máxima de la oscilación, recogida en el número de Reynolds oscilatorio.
- Para la superposición de un flujo neto y oscilatorio, la transferencia de calor para un Re_{osc} dado aumenta con el Re_n , y también lo hace para un mismo Re_n cuando el Re_{osc} aumenta. Para grandes valores del número de Reynolds neto las curvas del número de Nusselt a distintos valores Re_{osc} convergen a los resultados obtenidos

en régimen estacionario ($Re_{osc} = 0$) o, lo que es lo mismo, la mejora en la transferencia de calor se ve reducida cuando el ratio Re_{osc}/Re_n se reduce.

Los autores ajustaron los datos experimentales según la correlación recogida en la Tabla 1.4, Ecuación (1.21). El primer término tiene la forma de la correlación de Dittus-Boelter para flujo turbulento, mientras que el segundo término considera la mejora asociada al flujo oscilatorio. Los autores indicaron como limitaciones que el efecto del número de Prandtl no pudo determinarse específicamente y que el efecto de la viscosidad en la pared tampoco pudo cuantificarse.

Rama Rao y Baird [1] estudiaron la transferencia de calor en una columna con deflectores alternativos. Los experimentos se realizaron en condiciones de flujo de calor uniforme para dos fluidos de ensayo, agua y una disolución de glucosa, y varias amplitudes de oscilación.

Los autores comprobaron que el efecto conjunto de la amplitud y la frecuencia de oscilación en la transferencia de calor era bien representado por el producto de ambas magnitudes, con excepción para la amplitud más pequeña ensayada ($x_0/D = 0,13$), que demostró un aumento significativo de la transferencia de calor respecto al resto. También observaron que la transferencia de calor estaba afectada por la velocidad neta incluso para grandes intensidades de oscilación.

Las pruebas realizadas variando la amplitud para uno de los tipos de deflector, mostraron una disminución de la transferencia de calor cuando la amplitud de oscilación era aumentada, del orden del 10% al pasar de $x_0/D = 0,5$ a $x_0/D = 1$. La comparativa de los distintos tipos de deflectores mostró que el deflector uniorificio, siendo el de menor área de paso, mostraba una mayor transferencia de calor.

Los datos de transferencia de calor se ajustaron a la expresión recogida en la Tabla 1.4, Ecuación (1.22). Puede observarse que el efecto del caudal neto y del oscilatorio se agrupa en un único número de Reynolds que es la suma de ambos. El efecto del tipo de deflector se recoge en el factor de fricción, que varía dependiendo principalmente del espaciado y la fracción de área de paso. El coeficiente de orificio se tomó como $C_0 = 0,6$ para todos los casos.

Como alternativa, plantearon un modelo físicamente más realista, que no suma simplemente los números de Reynolds. En su lugar, la transferencia de calor se obtiene en función de la densidad de potencia total, suma de las debidas al caudal neto y oscilatorio. De esta forma, no observaron variaciones significativas en la transferencia para los distintos deflectores cuando la comparación se hace para un mismo consumo de potencia.

Stephens y Mackley [47] estudiaron la transferencia de calor en dos reactores de flujo oscilatorio operando en modo *batch*. Uno de ellos consistía en un tubo en U con deflectores uniorificio fijos y el fluido oscilante. El otro consistía en deflectores triorificio accionados mecánicamente. Las principales conclusiones fueron:

- En la primera configuración (tubo en U orientado verticalmente) los resultados mostraban valores del número de Nusselt del orden de los que podrían deducirse mediante extrapolación a partir de los resultados de [5]. La influencia de la amplitud de la oscilación se observó despreciable, mostrándose únicamente función del número de Reynolds oscilatorio.
- En la segunda configuración (tanque relleno de agua rodeado por un encamisado por el que circula aceite caliente) los resultados mostraron un incremento significativo del número de Nusselt al aumentar el número de Reynolds oscilatorio.

Al comparar los datos de ambas configuraciones (si bien los rangos de trabajo son distintos) los autores remarcaron la gran disparidad entre ellas, concluyendo que puede ser necesario redefinir el número de Reynolds oscilatorio en función de la velocidad en el orificio y el diámetro del orificio) o alternativamente, introducir nuevos grupos adimensionales. Otro efecto mencionado es la diferencia en el ratio espesor/diámetro de los deflectores.

El grupo de investigación P4G [48], de la Cambridge University, estudió la transferencia de calor en un reactor de dos pasos usando un aceite mineral ligero como fluido de ensayo. Los resultados del número de Nusselt mostraron el gran incremento en la transferencia de calor a bajos números de Reynolds netos cuando se superponía un caudal oscilatorio. También se observó cómo los datos se aproximaban a los valores con solamente caudal neto conforme el Re_n se hacía del orden del Re_{osc} .

Los datos se ajustaron a una correlación fenomenológica con la misma forma que la propuesta por Mackley [5]. Los autores destacaron la ventaja de esta formulación, que permite obtener a su vez los valores correspondientes al funcionamiento con solo caudal neto y los que se obtendrían con el reactor operando en modo batch. Es de destacar que en este caso, a diferencia de la correlación propuesta por Mackley (1995), el término del número de Prandtl afecta tanto al término estacionario como oscilatorio.

Law et al. [6] estudiaron la transferencia de calor en un reactor de flujo oscilatorio con deflectores uniorificio equiespaciados. Las medidas se realizaron en condiciones de enfriamiento y temperatura de pared constante. No se empleó la corrección por efecto de la temperatura de pared (propiedades variables), justificando que este factor no debe tener un efecto significativo debido al alto grado de mezclado en los OBR.

Los autores observaron que, para todos los casos, a altos valores del número de Reynolds oscilatorio el número de Nusselt convergía sugiriendo que se alcanza un valor máximo constante para un número de Reynolds neto dado. De acuerdo con los autores, esto podría estar relacionado con la evidencia de una dispersión axial mínima observada por Smith y Mackley [49] en el rango $Re_{osc} = 800 - 1000$. Por encima de estos valores el mezclado radial y con él la perturbación de la capa límite no aumentaría.

Los autores propusieron una correlación para los datos experimentales, comparando los mismos con los datos obtenidos por Mackley y Stonestreet [5], observando discrepancias máximas del 50%. Basándose en dichos resultados, los autores justificaron el uso extendido de su correlación propuesta al rango $Pr = 4 - 73$.

Onyemelukwe et al. [50] estudiaron la transferencia de calor en un reactor de flujo oscilatorio de mesoescala con cambios de sección suaves en lugar de deflectores convencionales. Las condiciones del ensayo fueron de temperatura de pared constante y enfriamiento y se utilizó agua como fluido de ensayo.

Los resultados en régimen estático mostraron un elevado incremento del número de Nusselt al incrementar el Re_n en comparación con un tubo liso de las mismas dimensiones. En cuanto a los resultados en régimen oscilatorio, se observaron mejoras máximas del 31 % respecto al régimen estacionario y se alcanzaron valores estables del número de Nusselt a partir de $Re_{osc} = 120$. Este hecho contrasta enormemente con la tendencia observada por Mackley y Stonestreet [5]. Los autores justificaron esta tendencia sobre la base de que la elevada transferencia de calor provoca que el fluido alcance temperaturas próximas a las de la pared, disminuyendo aparentemente el coeficiente global de transferencia de calor. Esto resulta en una escasa influencia de la frecuencia en la transmisión de calor observada. Sin embargo, la amplitud de oscilación sí mostró tener un gran efecto en la transmisión de calor.

Los autores propusieron una correlación para el rango estudiado (Tabla 1.4, Ecuación (1.26)), en la que resulta clara la escasa influencia del número de Reynolds oscilatorio y el papel del número de Strouhal. Puede apreciarse que el término correspondiente a la oscilación es del orden de 10 veces menor que el del neto.

Conclusión

De esta revisión podemos extraer como principal conclusión que, si bien la transferencia de calor en OBRs ha sido ampliamente estudiada, muchos aspectos relevantes no han sido cubiertos, como son: la influencia del número de Prandtl y el comportamiento a números de Reynolds neto muy reducidos, donde estos reactores tienen un importante nicho de aplicación, bien por tratar con fluidos muy viscosos o requerirse elevados tiempos de residencia. Así, queda justificado otro objetivo de la presente Tesis Doctoral: el estudio de la transferencia de calor en un amplio rango de números de Prandtl y de Reynolds neto y oscilatorio.

1.3.6. Aplicaciones

Los OBRs han sido aplicados a numerosos procesos químicos, entre los que destacan la cristalización, producción de biodiésel o la polimerización. En este apartado se trata de hacer de forma extensiva, si bien no exhaustiva, una recopilación de los estudios centrados en la aplicabilidad de los OBRs a procesos industriales. Dichos estudios, con autor, fecha y tipo de proceso, se recogen en la Tabla 1.5.

Tabla 1.5. Estudios bibliográficos centrados en la aplicación de los OBRs

Autores	Año	Aplicación	Autores	Año	Aplicación
Baird y Garstang [51]	1972	Transf. masa gas-líquido	Nelson [52]	2001	Polimerización
Bellhouse et al. [53]	1973	Transf. masa gas-líquido	Ni et al. [54]	2001	Floculación
Finnigan y Howell [55]	1990	Filtración	Ni et al. [56]	2001	Polimerización
Baird et al. [57]	1992	Transf. masa líquido-líquido	Oliveira y Ni [58]	2001	Transf. masa gas-líquido
Harrison y Mackley [59]	1992	Reacción bioquímica	Baird y Rama Rao [60]	2002	Transf. masa gas-líquido
Mackley y Sherman [61]	1992	Filtración	Sermage [62]	2002	Cristalización
Hewgill et al. [63]	1993	Transf. masa gas-líquido	Sherrington et al. [64]	2002	Polimerización
Mackley y Sherman [65]	1993	Filtración	Watson y Mackley [66]	2002	Emulsificación
Mackley et al. [12]	1993	Suspensión de partículas	Gaidhani et al. [67]	2003	Reacción bioquímica

Ni y Mackley [68]	1993	Reacción química	Harvey et al. [69]	2003	Producción de biodiésel
Howell et al. [70]	1993	Filtración	Ni et al. [71]	2004	Cristalización
Wang et al. [72]	1994	Filtración	Wilson et al. [73]	2005	Reacción química
Ni et al. [74]	1995	Transf. masa gas-líquido	Zheng et al. [75]	2007	Producción de biodiésel
Ni et al. [76]	1995	Transf. masa gas-líquido	Ghazi et al. [77]	2008	Producción de biodiésel
Stephens [78]	1996	Polimerización	Reis et al. [79]	2008	Transf. masa gas-líquido
Ni et al. [80]	1997	Transf. masa gas-líquido	Vilar et al. [8]	2008	Emulsificación
Gao et al. [81]	1998	Floculación	Phan et al. [82]	2011	Producción de biodiésel
Mackley et al. [83]	1998	Transf. masa gas-líquido	Melendi et al. [84]	2012	Reacción química
Ni et al. [85]	1998	Suspensión de partículas	Phan et al. [86]	2012	Producción de biodiésel
Zhang [87]	1998	Polimerización	Abbott et al. [88]	2014	Reacción química
Fabiyi y Skelton [89]	1999	Reacción química	Callahan et al. [90]	2014	Cristalización
Ni et al. [91]	1999	Polimerización	Brown et al. [92]	2015	Cristalización
Fabiyi y Skelton [93]	2000	Reacción química	Lobry et al. [94]	2015	Polimerización
Ni et al. [95]	2000	Polimerización	McLachlan y Ni [96]	2016	Cristalización
Ni et al. [97]	2000	Emulsificación	Reis et al. [98]	2016	Reacción bioquímica
Bennett [99]	2001	Polimerización	Jiang et al. [100]	2019	Cristalización
Harvey et al. [101]	2001	Reacción química	Gao et al. [102]	2019	Cristalización
Lee et al. [103]	2001	Renaturalización de proteínas	Laybourn et al. [29]	2019	Reacción química

Tras la recopilación anterior, queda patente el gran interés que han tenido los OBRs desde su concepción hasta la fecha actual, con una relevante producción científica en la última década. En los últimos años destaca el estudio de su aplicación en procesos de cristalización, donde la transferencia de calor es un factor clave en el proceso, lo cual viene a justificar el interés de esta Tesis Doctoral.

Desde el punto de vista de su aplicación a escala industrial, cabe destacar que la compañía NiTech® actualmente comercializa diversos modelos de reactores de flujo oscilatorio, con deflectores estáticos o dinámicos [104]. En la Figura 1.11 se muestra una imagen del modelo “Lab-Scale DN15 Range” comercializado por la compañía.

Figura 1.11. Reactor de flujo oscilatorio modelo Lab-Scale DN15 Range, comercializado por NiTech® [104]

Las características son las de un reactor de flujo oscilatorio convencional, un pistón (en la parte inferior) hace oscilar el flujo y en los tubos se introducen perturbaciones periódicas. La principal diferencia es la geometría empleada que, en lugar de consistir en deflectores circulares, es una sucesión de reducciones del área de paso más suaves [22] (ver Figura 1.5 (e)).

La compañía destaca como principales ventajas de esta tecnología frente a los reactores agitadores convencionales: el escalado lineal, la flexibilidad en el nivel de producción, la reducción del espacio necesario o el ahorro en el consumo energético.

1.4. Antecedentes de la Tesis

La presente tesis doctoral se ha realizado en el marco del grupo de investigación de ‘Mecánica de Fluidos e Ingeniería Térmica’ de la Universidad Politécnica de Cartagena. Dentro de este grupo, continúa la línea de investigación de mejora de la transferencia de calor en intercambiadores térmicos que se inició en el año 1999, y que ha abarcado el estudio de distintas técnicas, recogidas en la Figura 1.12.

Figura 1.12. Eje cronológico con los principales proyectos desarrollados en el grupo de investigación de 'Mecánica de Fluidos e Ingeniería Térmica'

El grupo comenzó estudiando técnicas pasivas como son los tubos corrugados [105] o los muelles helicoidales [106] para, posteriormente, dar el salto a técnicas activas, como son los rascadores lineales [107,108] y rotativos [109]. En cambio, la última tesis realizada [110] se centró en el estudio, mediante simulación numérica, de una técnica compuesta, combinación de una técnica pasiva como son los dispositivos insertados (en este caso deflectores) con una técnica activa como es la oscilación del flujo. La presente Tesis Doctoral continúa a misma línea de investigación, pero enfocada desde un punto de vista principalmente experimental.

El estudio de la oscilación del flujo como técnica de mejora de la transferencia de calor tiene interés más allá de su empleo en los OBRs, con aplicaciones tan variadas como son los motores Stirling [111] o los intercambiadores de calor [112]. Además, este proyecto abre la posibilidad de desarrollar, por parte del grupo de investigación, conocimiento fundamental acerca de la física del flujo pulsátil en fluidos incompresibles y sus efectos en la transmisión de calor y la disipación de potencia.

1.5. Objetivos

La presente Tesis Doctoral se enmarca en el mismo proyecto (DPI2015-66493-P) que la tesis presentada por Daniel González-Juárez (2017). Esta Tesis Doctoral se centra en los objetivos del proyecto relacionados con la caracterización experimental, esto es, objetivos

1, 2 y 3, conectados con la transferencia de calor, consumo de potencia y visualización, respectivamente:

1. Caracterizar el flujo no estacionario utilizando la técnica de Velocimetría por Imágenes de Partículas (PIV) en una instalación de **visualización** adaptada para el ensayo de reactores de flujo oscilatorio. Se realizarán promediados en fase sobre una batería de pares de imágenes suficientemente extensa, con el objetivo de determinar el patrón de flujo que aparece en diferentes fases del ciclo de oscilación del flujo.
2. Evaluar experimentalmente la mejora de la **transferencia de calor** en reactores de flujo oscilatorio, utilizando una instalación de ensayos termohidráulicos adaptada para el estudio a escala de estos dispositivos. Se obtendrán correlaciones de diseño para el número de Nusselt en el interior de los conductos, en función de los parámetros adimensionales dominantes (número de Reynolds neto, número de Reynolds oscilatorio, número de Prandtl y número de Strouhal).
3. Evaluar la **pérdida de carga y la potencia de accionamiento** externa del oscilador de flujo, con el objetivo de desarrollar correlaciones adimensionales del factor de fricción y el número de potencia (*Power number*). Estos resultados se emplearán para determinar la demanda de potencia externa de los reactores de flujo oscilatorio, y establecer balances energéticos que definan sus prestaciones termohidráulicas.

1.5.1. Geometrías estudiadas

El criterio de diseño de OBRs basados en deflectores equiespaciados con varios orificios se fundamenta en mantener la analogía con los OBRs de deflectores de un solo orificio, en los que se asume como geometría universal [10] el tamaño de celda, $l = 1,5 D$ y la fracción de área de paso $S = 0,25$. Los detalles de la formulación para el diseño con deflectores de 3 orificios se recogen en el Anexo A.

Las dimensiones características de las geometrías que se utilizarán en esta Tesis Doctoral se recogen en la Tabla 1.6, mientras que la Figura 1.13 muestra una vista transversal de los deflectores junto con sus dimensiones.

Tabla 1.6. Dimensiones geométricas de los deflectores empleados en esta Tesis

Nombre	Diámetro, D (mm)	Diámetro del orificio, d (mm)	Longitud de celda, l (mm)	Espesor, e (mm)
MH1	32	16	48	1,2
MH3	32	9,2	27,6	1,2

Figura 1.13. Dimensiones geométricas (en mm) de los deflectores utilizados en esta Tesis Doctoral

1.6. Objectives

The three main objectives of this thesis are:

1. To characterise the unsteady flow in Oscillatory Baffled Reactor, using the Particle Image Velocimetry (PIV) technique in a **visualization** test rig. Phase averaged flow patterns will be obtained for a wide range of operating conditions in order to describe the flow during several phases of the oscillation cycle.
2. To measure the **heat transfer enhancement** in Oscillatory Baffled Reactors by using an experimental test ring adapted to these devices. Nusselt number correlations will be obtained, as a function of the relevant dimensionless numbers: Reynolds number, oscillatory Reynolds number and the Prandtl number.
3. To quantify the **pressure drop and the power consumption** related to the net and the oscillatory flow, in order to obtain dimensionless correlations for the Fanning friction factor and the Power number. These results will be used to evaluate the overall performance of these devices according to some classical enhancement criteria.

1.7. Desarrollo de la tesis

La presente Tesis Doctoral consta de un total de 7 capítulos y 6 anexos adicionales.

En el **Capítulo 1** se realiza una breve descripción de los reactores de flujo oscilatorio y su utilidad en la industria de procesos. Posteriormente, se realiza una revisión del estado del arte, haciendo hincapié en los distintos aspectos del diseño de los reactores de flujo oscilatorio, que permite justificar el estudio realizado en esta Tesis Doctoral.

En el **Capítulo 2** se describen las dos instalaciones experimentales utilizadas en esta Tesis Doctoral. La primera instalación se emplea para la realización de los ensayos termohidráulicos: caída de presión, disipación de potencia y transmisión del calor. La segunda se emplea para la visualización del flujo, tanto en condiciones de flujo estacionario como oscilatorio, mediante la técnica de burbujas de hidrógeno y la Velocimetría por

Imágenes de Partículas. En este capítulo se detallan además las metodologías para procesar los datos experimentales brutos. Finalmente, se estiman las incertidumbres asociadas a los distintos ensayos.

En el **Capítulo 3** se presentan los resultados de visualización. En primer lugar, se presentan los resultados obtenidos mediante visualización de burbujas de hidrógeno, los cuales proporcionan una visión cualitativa del comportamiento del flujo. Posteriormente, se muestran los resultados de la técnica de Velocimetría por Imágenes de Partículas, que proporcionan cuantitativamente el campo fluido y permiten establecer el nivel de mezclado y las características del flujo.

En el **Capítulo 4** se recogen los resultados relacionados con la caída de presión y la disipación de potencia en régimen estacionario y oscilatorio para las geometrías MH1 y MH3. Se proporcionan los factores de fricción de Fanning neto y oscilatorio. La segunda parte del capítulo se centra en la disipación de potencia para flujo oscilatorio. Se calcula el número de Potencia, junto con el desfase presión-velocidad, para las geometrías MH1 y MH3, para varias amplitudes oscilación.

En el **Capítulo 5** se recogen los resultados de transmisión de calor, en forma del número de Nusselt, para un amplio rango de condiciones de trabajo con caudal neto y con flujo oscilatorio superpuesto. Se proporcionan correlaciones del número de Nusselt en función del número de Reynolds neto, el número de Reynolds oscilatorio y el número de Prandtl, para los rangos estudiados.

En el **Capítulo 6** se recogen los detalles del modelo CFD empleado para obtener detalles de los patrones de flujo y de la disipación de potencia que no ha sido posible determinar a nivel experimental. El modelo es validado con los resultados experimentales de caída de presión en régimen estacionario y oscilatorio.

En el **Capítulo 7** se recogen las conclusiones obtenidas a partir de los resultados de la presente Tesis Doctoral, así como las posibles líneas de ampliación de los trabajos realizados.

En el **Anexo A** se describe el criterio de diseño de reactores de flujo oscilatorio con deflectores multiorificio.

En el **Anexo B** se describe en detalle la metodología de tratamiento de los datos de los ensayos de caída de presión y transferencia de calor.

En el **Anexo C** se formula el método de los volúmenes finitos aplicado para resolver la conducción radial y calcular la temperatura de pared interior del tubo ensayado. El método es ampliado para considerar el flujo de calor en dirección axial.

En el **Anexo D** se incluyen cálculos y desarrollos necesarios para estimar la incertidumbre de los ensayos experimentales realizados.

En el **Anexo E** se describe el algoritmo de descomposición en modos ortogonales utilizado para obtener las estructuras coherentes a partir de los resultados de Velocimetría por Imágenes de Partículas en régimen estacionario.

En el **Anexo F** se recogen algunas consideraciones sobre el consumo de potencia en reactores de flujo oscilatorio. Se calculan, asumiendo que el flujo es cuasi estacionario y turbulento a lo largo de todo el ciclo de oscilación, el efecto del caudal neto en el consumo de potencia del oscilador y el efecto del caudal oscilatorio en el consumo de la bomba de caudal neto. También se calcula, analíticamente, el efecto del desfase en el consumo de potencia si en el sistema no hay recuperación de energía.

En el **Anexo G** se detalla la formulación del criterio de mejora R3 propuesto por Bergles [113] adaptado a las particularidades de operación en reactores de flujo oscilatorio.

2 Metodología experimental

La experimentación es la base sobre la que se ha fundamentado la caracterización de las técnicas de mejora en cuanto a consumo de potencia y aumento del calor transferido. Por lo que, como técnica de mejora de la transferencia de calor y masa, los OBRs no deberían ser una excepción.

Sin embargo, en el estado del arte se ha podido comprobar que los resultados experimentales más recientes de consumo de potencia en OBRs se remontan a más de 20 años, lo cual contrasta con el gran interés que todavía tienen estos dispositivos. Esto hace necesario ampliar el rango de números adimensionales estudiados e investigar otros aspectos no cubiertos en la bibliografía. Para tal finalidad, se han construido dos instalaciones experimentales:

- Instalación de ensayos termohidráulicos, ubicada en la Universidad Politécnica de Cartagena. Esta instalación se ha diseñado para estudiar la caída de presión y la transferencia de calor tanto en régimen estacionario como oscilatorio.
- Instalación de visualización, ubicada en la Universidad Miguel Hernández. Está diseñada para el estudio de los patrones de flujo en régimen estacionario y oscilatorio mediante la técnica de burbujas de hidrógeno y la Velocimetría por Imágenes de Partículas.

En este capítulo se describen ambas instalaciones, así como el procesamiento de los datos aplicado a cada tipo de ensayo y el cálculo de la incertidumbre asociada a los resultados obtenidos.

2.1 Ensayos termohidráulicos

2.1.1 Instalación experimental

El esquema de la instalación de ensayos termohidráulicos se muestra en la Figura 2.1. El fluido de ensayo se impulsa desde el tanque principal (1) por un tren de impulsión compuesto por tres bombas de engranajes en paralelo (2) que pueden funcionar independiente o simultáneamente. El uso de bombas de desplazamiento positivo permite mantener un caudal constante independientemente de la caída de presión en el circuito, que será altamente variable por la superposición del caudal oscilatorio. El caudal másico neto es medido por un caudalímetro de efecto Coriolis (3).

La sección de ensayo (5) consiste en un tubo de acero inoxidable AISI 316, de 32 mm de diámetro interior y 1,5 mm de espesor donde están insertados los deflectores uniformemente espaciados. En los extremos de la sección de ensayo también se disponen dos tomas de presión, entre las cuales se mide la caída de presión diferencial mediante un sensor capacitivo (8) en el caso de medir en régimen estacionario, o con un sensor piezorresistivo (9) en el caso de medir en régimen oscilatorio, en función de si se ensayan condiciones estacionarias o dinámicas.

Al inicio y final de la sección de ensayo el circuito está conectado al circuito generador del flujo oscilatorio. Este circuito consiste fundamentalmente en un cilindro de doble efecto (11), cuyas cámaras han sido conectadas a los extremos de la sección de ensayo. El movimiento del cilindro se genera mediante un mecanismo biela-manivela (13), cuya relación de longitudes es tal que el movimiento puede considerarse prácticamente senoidal. Dicho mecanismo es accionado por un conjunto reductora y motor (14), que puede trabajar en un rango de frecuencias de oscilación desde 0,47 hasta 4,7 Hz. Un sensor de posición magnetostrictivo (12) proporciona la señal de posición del vástago del cilindro.

Figura 2.1. Instalación experimental de ensayos termohidráulicos. (1) Depósito principal, (2) sistema de bombeo, (3) caudalímetro de efecto Coriolis, (4) sonda de temperatura PT100 Clase B 1/10 DIN, entrada, (5) deflectores insertados, (6) termopares tipo T, (7) sonda PT100, salida, (8) sensor de presión capacitivo, (9) sensor de presión piezorresistivo, (10) autotransformador, (11) cilindro hidráulico de doble efecto, (12) sensor de posición, (13) mecanismo biela-manivela, (14) conjunto motor-reductora, (15 y 16) válvulas manuales, (17) agitador.

Los experimentos de transmisión de calor tienen lugar con condiciones de flujo de calor uniforme. El tubo se calienta por efecto Joule al hacer pasar corriente alterna a través de la sección de ensayo. La potencia es suministrada por un conjunto transformador-autotransformador (10) conectado mediante electrodos de cobre a la sección de ensayo. El autotransformador se emplea para regular la tensión aplicada al tubo, y con ello el flujo de calor que penetra desde la pared interior hacia el fluido. Las pérdidas de calor desde la sección de ensayo hacia el ambiente se reducen utilizando un aislante tubular de elastómero extruido con forrado de PVC. Las temperaturas de entrada y salida de la sección de ensayo se miden utilizando sendas sondas de temperatura tipo PT100 (4 y 7).

La temperatura de pared se mide en la sección de ensayo mediante un conjunto de 64 termopares (6). La primera sección de medida se ubica a una distancia suficiente del inicio

de la zona de calentamiento (decimotercera celda en el caso de la geometría MH1), para asegurar que el flujo alcanza condiciones térmicas espacialmente periódicas. Se han medido 8 secciones transversales en 4 posiciones axiales diferentes de dos celdas consecutivas, y en cada una de ellas, 8 temperaturas distribuidas periféricamente. Esta disposición permite detectar: 1) las fluctuaciones axiales en el número de Nusselt, ocasionadas por el complejo patrón de flujo esperado; 2) la variación azimutal de temperatura debida a la eventual estratificación del flujo.

Los ensayos de caída de presión, en condiciones de flujo neto u oscilatorio, se realizan en condiciones isotermas. Con el fin de medir en la región en que ya se ha alcanzado un flujo espacialmente periódico o en su defecto, no afectado por los efectos de entrada, el primer puerto de medida de presión se ubica en la quinta celda. El segundo puerto se ubica a una distancia $L_p = 1296$ mm aguas abajo, que corresponde a la longitud de 27 celdas para la geometría MH1. El sensor de presión utilizado dependerá de si se estudia la caída de presión en condiciones de flujo estacionario (sensores capacitivos) u oscilatorio (sensores piezorresistivos).

En cuanto a la geometría MH3, la ubicación de los termopares respecto al inicio y final de cada celda no es conocida de forma tan exacta. Sin embargo, la distancia entre los termopares sí es estimada de forma más precisa, al igual que el espaciado entre deflectores. Así, es posible reordenar la posición de los mismos respecto a una celda hipotética y asignar un peso a cada una de las secciones instrumentadas, de acuerdo al área de influencia que representan en dicha celda.

A continuación, se recogen con algo más de detalle las características técnicas de los elementos que conforman la instalación:

Circuitos auxiliares para control de la temperatura

El esquema de los circuitos secundario y terciario se muestran en la Figura 2.2. El tercer circuito consta de un gran tanque (21), de 100 litros de capacidad, lleno de agua y que proporciona inercia térmica a la instalación. La temperatura de dicho tanque se ajusta mediante una enfriadora (23), que puede fijar temperaturas desde 5 °C hasta 40 °C. Una bomba centrífuga (22) impulsa el agua de este tanque hacia un intercambiador de placas (19) con la finalidad de absorber el calor absorbido por el fluido de ensayo, que es impulsado al mismo intercambiador desde el depósito principal (1) mediante una bomba centrífuga (18). Un controlador PID (programado en el ordenador) ajusta la posición de una válvula de tres vías (20), controlando así el caudal del fluido de ensayo que circula por el intercambiador. De esta forma, la temperatura del fluido de ensayo puede regularse independientemente de la velocidad del flujo neto a ensayar y no es necesario utilizar un fluido compatible con la enfriadora.

Figura 2.2. Circuito secundario y terciario para control de la temperatura del fluido de ensayo. (18) Bomba centrífuga, circuito secundario, (19) intercambiador de calor de placas, (20) electroválvula de 3 vías, (21) depósito del circuito terciario, (22) bomba centrífuga, circuito terciario, (23) máquina enfriadora.

Fluido de trabajo

Para la realización de todos los ensayos termohidráulicos se ha empleado propilenglicol puro, cuyas propiedades se recogen en la Tabla 2.1.

Tabla 2.1. Propiedades físicas del propilenglicol puro en función de la temperatura [114]

T (°C)	ρ (kg/m ³)	$\mu \cdot 10^3$ (kg/(m s))	k (W/(m K))	c_p (J/(kg K))
10	1043,5	108,4	0,2277	2419,8
20	1036,0	55,9	0,2222	2478,4
30	1028,4	31,5	0,2165	2536,9
40	1020,7	19,1	0,2108	2595,4
50	1012,8	12,3	0,2051	2653,9
60	1004,8	8,3	0,1996	2712,4

La pureza del propilenglicol utilizado es grado USP¹, que implica un nivel de pureza superior al 99,8 %. Sin embargo, para estimar las propiedades físicas del fluido de ensayo hay que tener en cuenta los siguientes efectos:

- El fluido que circula por la compleja instalación termohidráulica altera su concentración original al mezclarse con fluido residual de ensayos previos, por lo que es necesario medir la concentración cada vez que se rellena el circuito y se ha homogenizado suficientemente la mezcla a ensayar.
- Adicionalmente, el propilenglicol es un fluido muy higroscópico [114] con lo que, al estar el circuito abierto a la atmósfera, absorberá humedad del ambiente. A

¹ United States Pharmacopeia: <http://www.silverfernchemical.com/products/propylene-glycol-usp-kosher/>

diferencia del efecto anterior, esto producirá un cambio constante en las propiedades del fluido aunque no se produzca adición de fluido al sistema.

Ambos efectos provocan una variación en la proporción propilenglicol-agua en el fluido de ensayo, afectando a las propiedades físicas del mismo. De entre todas las propiedades cabe destacar la viscosidad dinámica, la cual se ha representado en función de la concentración para varias temperaturas en la Figura 2.3.

Figura 2.3. Evolución de la viscosidad dinámica en función de la concentración de propilenglicol para varias temperaturas

Periódicamente se toman muestras de fluido de ensayo directamente de la instalación y posteriormente se mide la viscosidad en un baño termostático con un viscosímetro Canon-Fenske. A partir del valor de viscosidad medido y de la temperatura del ensayo se puede estimar la concentración de la muestra, que se asociará a un conjunto de ensayos para el cálculo del resto de propiedades a distintas temperaturas.

SCADA de accionamiento

El programa es el encargado de accionar de forma remota los distintos elementos de la instalación, recogidos en la Figura 2.5. En general, para cada equipo permite su arranque y parada de forma remota, además de regular la frecuencia de alimentación en el caso de los motores, o la apertura en el caso de la electroválvula.

Además, el autómatas (de la serie *Field Point*, fabricado por *National Instruments*) está conectado de forma que permite la desconexión de los tres contactores principales (que activan el transformador, las bombas del circuito primario y la enfriadora). Se ha dispuesto un botón de parada de emergencia que desconectaría estos tres sistemas, asegurando así una respuesta rápida en caso de sobrecalentamiento o sobrepresión en el circuito principal. La Figura 2.4 muestra una imagen del programa utilizado, con los elementos anteriormente comentados.

Figura 2.4. Interfaz del SCADA de accionamiento de los equipos de la instalación de ensayos termohidráulicos

2.1.2 Cadena de medida

En la cadena de medida hay que distinguir que se desea caracterizar dos tipos de fenómenos:

- Fenómenos en los que interesa el comportamiento **cuasi estacionario** del sistema, como puede ser la caída de presión en régimen estacionario o la transmisión de calor en régimen estacionario o compuesto, ya que el coeficiente de convección promedio es el que tiene fundamentalmente una aplicación práctica. Así, las medidas pueden, una vez alcanzado un estado cuasi estacionario, adquirirse con una baja frecuencia de muestreo.
- Fenómenos asociados al proceso intrínsecamente **no estacionario** que supone la oscilación del flujo. Este sería el caso de la caracterización de la disipación de potencia, para la cual es necesario conocer la variación a lo largo de un ciclo de oscilación de las señales de caída presión y de velocidad. En esta situación se requiere adquirir las medidas con una frecuencia de muestreo suficientemente alta como para registrar el comportamiento a lo largo de un ciclo de oscilación.

En la Figura 2.5 se representan de forma esquemática todos los sensores empleados para los diferentes ensayos de caída de presión y de transferencia de calor en régimen estacionario y oscilatorio. A su vez, se recogen los elementos controlados por el autómata programable mediante el software SCADA presentado en el apartado anterior.

Figura 2.5. Conexión de la instrumentación y de los actuadores

Medidas con alto tiempo de respuesta

Todas las medidas con alto tiempo de respuesta han sido adquiridas por dos dataloggers: modelo 34970A y 34972A. Ambas constan de 3 módulos modelo 34901A, cada uno de ellos con 20 entradas multiplexadas, pudiendo distinguir entre entradas de tensión (AC o DC), corriente (4-20 mA) o entradas 3-4 hilos para las RTDs. La única diferencia entre estos dos modelos es que el 34970A permite la comunicación con el ordenador mediante cable USB, mientras que el 34972A requiere un puerto serie.

Medida del caudal neto

Se ha utilizado un caudalímetro de efecto Coriolis, modelo F025 Micro Motion (EMERSON), cuyo caudal nominal es 1366 kg/h y el caudal máximo es 2720 kg/h.

Medida de la temperatura del fluido

Un total de 3 sondas de temperatura tipo PT100 se emplean para la medida de la temperatura del fluido a la entrada y salida de la sección de ensayo y para la temperatura del aire ambiente. Las sondas de entrada y salida son clase 1/10 DIN con conexión de 4 hilos, mientras que la de temperatura ambiente es de clase 1/3 DIN con 4 hilos.

Medida de la temperatura de pared

Los termopares seleccionados son los de hilo sólido aislado con PFA (perfluoroalcóxido). Los conductores son de hilo sólido de 0,2 mm de diámetro y 2 metros de longitud con

conector mini macho en un extremo. El rango de temperatura admisible es de $-75\text{ }^{\circ}\text{C}$ a $250\text{ }^{\circ}\text{C}$. Estos son conectados mediante cable de extensión al sistema de adquisición.

En la Figura 2.6 se muestra en detalle la disposición de los termopares en la sección de ensayo para las geometrías MH1.

Figura 2.6. Disposición de los termopares en la sección de ensayo para la geometría MH1

Medida de la caída de presión estacionaria

Para la medida de la caída de presión en condiciones estacionarias (solo caudal neto) se ha optado por la selección de transmisores de presión capacitivos de alta precisión y baja velocidad de respuesta, modelo SMAR LD 301, con salida en intensidad 4-20 mA. Se han empleado 4 modelos de distinto rangos, para obtener una correcta caracterización en todo el rango de medición:

- Sensor de presión diferencial, bidireccional, rango: de -10 a $+10$ mbar.
- Sensor de presión diferencial, bidireccional, rango: de -50 a $+50$ mbar.
- Sensor de presión diferencial, unidireccional, rango: de 0 a 500 mbar.
- Sensor de presión diferencial, unidireccional, rango: de 0 a 2500 mbar.

La Figura 2.7 (a) muestra el conexionado de los sensores. Esta disposición permite que siempre haya conectados dos sensores a la sección de ensayo, detectando así cualquier desviación atípica entre ambos.

Medida de la tensión eléctrica aplicada

Los módulos 34901A utilizados permiten la medida directa de tensión eléctrica alterna, con lo que se han empleado para medir la misma en los extremos de la sección de ensayo calentada.

Medida de la intensidad aplicada

Para medir la intensidad se emplea una sonda amperimétrica de efecto Hall modelo LEM DHR 500 C420 con un fondo de escala de 500 A y salida de corriente continua 4-20 mA. Por su orificio central de 32 mm de diámetro se hacen pasar los cuatro cables de conexionado entre el transformador y la sección de ensayo.

Figura 2.7. Conexión de la sección de ensayo para la medida de la caída de presión (a) estacionaria, mediante los sensores capacitivos y (b) oscilatoria, mediante los sensores de presión piezorresistivos.

Medidas con bajo tiempo de respuesta

Las medidas de alta velocidad son recogidas por una tarjeta de adquisición, modelo NI DAQ USB-6001, el cual posee las características generales en cuanto a las entradas analógicas a utilizar:

- Cuatro diferenciales u ocho "single-ended".
- Resolución de 14 bits.
- Frecuencia de muestreo máxima de 20 kHz (si se usa una sola entrada).
- Rango de tensión de entrada: ± 10 V.
- Precisión de medida: 6 mV en todo el rango de trabajo.

La transferencia de datos desde la tarjeta hasta el PC se realiza por medio de un cable "USB Full Speed".

Medida de la caída de presión en régimen oscilatorio

Se han utilizado un total de 4 transmisores de presión resistivos en la instalación, siendo de diferentes rangos de medida e incluso de tipo (magnitud) de medida:

- Sensor de presión KISTLER 4260A. Tipo: absoluto. Rango: 0-10 bar.
- Sensor de presión KISTLER 4260A. Tipo: absoluto. Rango: 0-7 bar.
- Sensor de presión KISTLER 4264A. Tipo: diferencial. Rango: ± 1 bar.
- Sensor de presión KISTLER 4264A. Tipo: diferencial. Rango: $\pm 0,1$ bar.

La Figura 2.7 (b) muestra la disposición y conexión a la sección de ensayo que ha permitido seleccionar un determinado sensor o desconectarlo del circuito para evitar su rotura por sobrepresión.

Todos han sido seleccionados con salida 0-10 V y configuración de 3 hilos para así ser compatibles con la tarjeta de adquisición. Algunas características adicionales comunes a todos los modelos son:

- Estabilidad del 0,1 % del fondo de escala por año.
- Compensación de temperatura en el rango $-40-120$ °C.
- Presión máxima admisible igual al 300 % del valor máximo de medida.
- Alta frecuencia de respuesta, 2000 Hz.

Medida del caudal oscilatorio

Para medir la posición del vástago del cilindro hidráulico en tiempo real se emplea un sensor tipo magnetostrictivo modelo BALLUFF BTL6-A500-M0100-PF-S115. Este sensor tiene un rango de medida de 0-100 mm con una salida en tensión 0-10 V, con lo que su salida puede conectarse directamente a la tarjeta de adquisición. Presenta una frecuencia de respuesta de 2000 Hz. Como la frecuencia máxima del oscilador será de 4 Hz, se tendrán 500 muestras por ciclo, lo que se considera más que suficiente para captar adecuadamente el movimiento del oscilador.

SCADA de adquisición

Este programa es el encargado de facilitar la supervisión y la adquisición de los datos (ver Figura 2.8). Sus funcionalidades básicas son:

- A. Facilitar la **supervisión** del funcionamiento de la instalación.
- B. Facilitar la comprobación de que el sistema se encuentra en **estado estacionario**. Para ello debe mostrar por pantalla las variables relevantes para establecer dicho criterio.
- C. **Regulación**. Cálculo de la acción requerida para mantener o llevar la temperatura del fluido de ensayo hasta el valor de consigna. Esto se consigue mediante un regulador PID que determina la apertura de la válvula de tres vías requerida en función de la desviación entre la temperatura del tanque primario y la de consigna.
- D. **Almacenamiento** de todos los datos requeridos en un formato Excel compatible con su lectura posterior en MATLAB.
- E. **Seguridad** de los equipos y de los sensores. El sistema proporciona señales de alerta cuando se detecta una situación de riesgo.

- F. **Tratamiento preliminar de los datos.** De esta forma es posible adquirir una idea general de las condiciones del ensayo sin necesidad de esperar al procesado final.

2.1.3 Reducción de datos

En este apartado se recoge brevemente el procesado aplicado a los datos de los distintos ensayos termohidráulicos: caída de presión en régimen estacionario y en régimen oscilatorio y transferencia de calor en ambos regímenes.

Ensayos de pérdida de presión en régimen estacionario

Los ensayos de caída de presión en régimen estático se realizan en condiciones isotermas. Las propiedades físicas del fluido se calculan para la temperatura media en la sección de ensayo, calculada a partir de la temperatura de entrada y de salida a la misma. Conocidas las propiedades, se calcula el número de Reynolds neto a partir del caudal másico, $\dot{m}$:

$$Re_n = \frac{4 \dot{m}}{\pi \mu D} \quad (2.1)$$

A partir de la caída de presión en la sección de ensayo, Δp , y la longitud entre las tomas de medida de presión, L_p , se calcula el factor de fricción de Fanning asociado al caudal neto:

$$f_n = \frac{\rho \pi^2 D^5 \Delta p}{32 \dot{m}^2 L_p} \quad (2.2)$$

Para obtener un valor promedio de la caída de presión se han tomado un total de 100 medidas para cada punto de ensayo con una frecuencia de muestreo de 2 Hz.

Ensayos de pérdida de presión y consumo de potencia en régimen oscilatorio

Filtrado inicial

Las señales brutas recogidas por la tarjeta de adquisición tienen un contenido en ruido significativo, lo que obliga a implementar estrategias de atenuación del mismo y/o de filtrado de la señal.

Se ha optado por un suavizado centrado de los datos, ya que el filtro paso bajo introduce un desfase en las señales a la que se aplica que puede llegar a ser significativo. En la Figura 2.9 se muestra la señal original (en azul) así como la señal filtrada (rojo), donde se puede comprobar que se ha conseguido eliminar buena parte del ruido original.

Amplitud de la oscilación

La amplitud se obtiene a partir de la señal de posición medida por el sensor magnetostrictivo. La amplitud centro-pico puede calcularse como la mitad de la diferencia entre las posiciones máxima y mínima. Dado que la señal contiene ruido eléctrico, no es conveniente utilizar el máximo y el mínimo absoluto de toda la señal adquirida; en su lugar, se obtienen el máximo y mínimo relativo de cada ciclo y se calcula la amplitud para cada ciclo. Posteriormente, se calcula la media de estas amplitudes, $x_{0,cil}$, atenuando así el efecto del ruido eléctrico. Por otro lado, la desviación estándar de las medidas de amplitud de los distintos ciclos se utiliza para estimar el error de precisión de la amplitud.

Figura 2.8. Software SCADA de adquisición. Ventana para supervisión (a) y para adquisición (b) para los ensayos de transmisión del calor. (c) Ventana de adquisición para los ensayos de presión oscilatoria.

Ahora bien, la sección interior del cilindro hidráulico y la de la sección de ensayo no son iguales, por lo que es necesario calcular la amplitud real de oscilación del flujo. Asumiendo que los efectos de compresibilidad del fluido de trabajo son despreciables, se relaciona el volumen desplazado en el cilindro y en la sección de ensayo mediante la expresión:

$$V_{ens} = V_{cil} \rightarrow A x_0 = A_{cil} x_{0,cil} \rightarrow x_0 = \frac{A_{cil}}{A} x_{0,cil} \quad (2.3)$$

Figura 2.9. Señal de presión bruta y filtrada mediante técnica de smoothing

Cálculo de la velocidad instantánea

La velocidad instantánea de la oscilación se emplea para calcular la disipación de potencia asociada a la oscilación del flujo. Su posición relativa respecto a la señal de presión tiene un gran efecto sobre el consumo de potencia, como se verá más adelante (Ecuación (2.9)).

Para calcular la velocidad instantánea, se ha aproximado mediante métodos numéricos la derivada de la posición respecto al tiempo, empleando la fórmula con 4 puntos [115]:

$$u(t) = \frac{dx(t)}{dt} \approx \frac{-x_0(t + 2\Delta t) + 8 \cdot x_0(t + \Delta t) - 8 \cdot x_0(t - \Delta t) + x_0(t - 2\Delta t)}{12 \Delta t} \quad (2.4)$$

El paso temporal, Δt , se ha seleccionado de forma cuidadosa, pues un valor demasiado bajo produciría como salida una señal de velocidad afectada principalmente por el ruido eléctrico, mientras que un valor excesivamente alto puede llevar a atenuar la amplitud real de la velocidad.

Frecuencia de la oscilación

Se han implementado tres algoritmos para calcular la frecuencia de la oscilación:

- *Transformada de Fourier.* Se obtiene la frecuencia con mayor amplitud a partir de la transformada de Fourier. Esta medida es la más sencilla y la que se considera más precisa, ya que utiliza toda la información de la señal de medida. Por ello se utiliza en el cálculo del resto de parámetros derivados.

- *Ajuste estadístico.* La frecuencia se obtiene mediante el ajuste estadístico de la medida de velocidad instantánea. Esta medida proporciona valores prácticamente idénticos al del método anterior (diferencias relativas menores al 0,1 %).
- *Máximos relativos.* Se calcula la inversa del paso de tiempo promedio entre picos de la señal de posición. Es la más imprecisa pues el instante exacto para el que se producen los picos de la señal es muy sensible al ruido eléctrico. Sin embargo, la desviación estándar de esta medida se utiliza, de forma conservadora, como medida de la precisión del cálculo de la frecuencia para el posterior cálculo de incertidumbres.

Números adimensionales

Para adimensionalizar la amplitud de la caída de presión asociada al flujo oscilatorio se ha empleado el factor de fricción de Fanning, que se basa en utilizar como caída de presión el valor máximo de la onda de presión, Δp_{max} , a lo largo de la distancia en que se produce la caída de presión, L_p , y como velocidad característica la máxima de la oscilación, $2\pi f x_0$:

$$f_{osc} = \frac{\Delta p_{max}}{2\rho (2\pi f x_0)^2 L_p} D \quad (2.5)$$

de flujo oscilatorio, tradicionalmente se ha usado la densidad de potencia (potencia por unidad de volumen):

$$\varepsilon_v = \frac{\overline{W}_{osc}}{n_b \cdot l \cdot A} \quad (2.6)$$

Donde n_b es el número de deflectores insertados en la sección de medida. La potencia media correspondiente al caudal oscilatorio se puede obtener mediante la expresión:

$$\overline{W}_{osc} = \frac{1}{T} \int_0^T q(t) \cdot \Delta p(t) dt = \frac{A}{T} \int_0^T u(t) \cdot \Delta p(t) dt \quad (2.7)$$

donde T es el periodo de la oscilación. Cabe recordar que $\overline{W}_{osc}$ corresponde a la potencia necesaria para oscilar el flujo a lo largo de la longitud en la que se mide la caída de presión, L_p .

Asumiendo que tanto la presión como la velocidad son ondas senoidales puras y que hay recuperación de energía (cuando el signo de ambas señales es opuesto), se puede llegar a la expresión:

$$\overline{W}_{osc} = \frac{1}{2} \Delta p_{max} \omega x_0 A \cos(\delta) \quad (2.8)$$

Con lo que la densidad de potencia queda:

$$\varepsilon_v = \frac{\Delta p_{max} \omega x_0 \cos(\delta)}{2 \cdot l \cdot n_b} \quad (2.9)$$

Sin embargo, este parámetro tiene el inconveniente de no ser adimensional, con lo que se ha preferido recurrir al número de Potencia², que representa la relación entre la resistencia del fluido y las fuerzas de inercia, y permite adimensionalizar la disipación de potencia en una celda. El uso de este número adimensional se discute en detalle en el apartado 4.3.2.1.

$$Po = \frac{\overline{W}_{osc}}{n_b \rho (2\pi x_0 f)^3 l^2} \quad (2.10)$$

Si sustituimos el valor de la potencia por el de la Ecuación (2.8) se obtiene una expresión en la que influyen directamente variables medidas. La discusión acerca del cálculo de la amplitud de la caída de presión, Δp_{max} , y el desfase presión-velocidad, δ , se realiza en el apartado 4.2.

$$Po = \frac{1}{32\pi} \frac{\Delta p_{max}}{n_b \rho} \frac{D^2 \cos(\delta)}{(f x_0)^2 l^2} \quad (2.11)$$

Ensayos de transmisión de calor

La Figura 2.10 muestra descriptivamente la evolución de la temperatura a lo largo de la sección de ensayo y los términos de calor aportado y de pérdidas relevantes.

Figura 2.10. Evolución de la temperatura a lo largo de la sección de ensayo

Los pasos del procedimiento de cálculo se recogen con detalle en el Anexo B. Aquí se enumeran brevemente los pasos requeridos:

- Cálculo de la temperatura de entrada a la sección calentada, $T_{b,e}$, a partir de la temperatura medida por la sonda a la entrada, $T_{b,i}$. Para ello se estiman las pérdidas en la sección de entrada, $Q_{p,e}$.
- Cálculo de la temperatura promedio del fluido en la sección de medida j . Al aplicarse un flujo de calor uniforme, la temperatura varía linealmente según:

² El número de Potencia se conoce en la literatura en inglés como *Power number*, siendo también denominado por algunos autores con el nombre de *Newton number*.

$$T_{b,j} = T_{b,e} + \frac{Q - Q_p}{\dot{m} \cdot c_p} \cdot \frac{x_j}{L_h} \quad (2.12)$$

donde Q es el calor aportado y Q_p las pérdidas de calor a lo largo de la sección de ensayo.

- Cálculo de la temperatura de pared interior promedio en la sección j , $T_{wi,j}$, para lo que se emplea el método de los volúmenes finitos descrito en el Anexo C.
- El número de Nusselt local en cada sección j se calcula mediante la expresión:

$$Nu_j = \frac{q''}{(T_{wi,j} - T_{b,j})} \cdot \frac{D}{k_j} \quad (2.13)$$

donde k_j es la conductividad térmica del fluido medida a la temperatura $T_{b,j}$. q'' es el flujo de calor, calculado como el calor generado (producto de la tensión e intensidad aplicados al tubo) menos las pérdidas de calor a lo largo de la sección de ensayo, por unidad de área.

- El número de Nusselt promediado axialmente se calcula como:

$$\overline{Nu} = \sum_{j=1}^8 Nu_j \quad (2.14)$$

El número de Prandtl se calcula en la sección j a partir de las propiedades en la sección de medida, evaluadas a la temperatura estimada $T_{b,j}$ y la concentración conocida. Posteriormente se calcula el valor promedio de las ocho secciones.

$$Pr_j = \frac{\mu_j c_{p,j}}{k_j} \quad (2.15)$$

2.1.4 Estimación de incertidumbres

2.1.4.1. Incertidumbre en el cálculo de las propiedades fluidas

Es habitual asignar un valor fijo al error en el cálculo de las propiedades, pero dada la no linealidad de estas frente a la concentración y la temperatura (especialmente la viscosidad), el error se calculará para cada condición de ensayo. Así:

$$\delta r = \left[\left(\frac{\partial r}{\partial C} \delta C \right)^2 + \left(\frac{\partial r}{\partial T} \delta T \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.16)$$

Siendo r la propiedad para la que se calcula el error. C la concentración en propilenglicol de la mezcla y T la temperatura a la que se evalúan las propiedades. De esta manera, vemos que el error en las propiedades estará afectado por el error en la temperatura del punto que se procesa, pudiendo variar significativamente de acuerdo al sensor utilizado (PT100 o termopar).

2.1.4.2. Incertidumbre en los parámetros geométricos

Los errores en la medida de los parámetros geométricos se recogen en la Tabla 2.2.

Tabla 2.2. Incertidumbre de los parámetros geométricos

Parámetro geométrico	Error
Diámetro del tubo, D	$(0,1/100) \cdot D$
Longitud entre las tomas de presión, L_p	5 mm
Longitud de la región calentada, L_h	5 mm
Posición de la sección de termopares respecto al inicio de la región de calentamiento, x_j	5 mm
Longitud de celda, l	0,5 mm

2.1.4.3. Incertidumbre de las variables medidas

Para cuantificar la incertidumbre es necesario tener en cuenta tanto la exactitud (también conocido como error sistemático) como la precisión de la medida. El error sistemático es un término constante para una medida dada derivado de errores en la calibración de los sensores o las hipótesis utilizadas en el tratamiento de los datos, por ejemplo. Por otro lado, la precisión tiene un carácter aleatorio y se produce por cambios en las condiciones de ensayo, ruido eléctrico, etc. La incertidumbre asociada a una variable, ϕ_j , es una combinación de ambas [116]:

$$\delta\phi_j = \left[(\delta\phi_{j,b})^2 + (\delta\phi_{j,p})^2 \right]^{1/2} \quad (2.17)$$

Donde $\delta\phi_{j,e}$ y $\delta\phi_{j,p}$ son la exactitud y la precisión de la medida asociadas a la variable ϕ_j . La precisión se estima a partir de la siguiente expresión (asumiendo que r sigue una distribución normal) tomando un intervalo de confianza del 95 %:

$$\delta\phi_{j,p} = 1,96 \frac{\sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (\phi_{j,i} - \bar{\phi}_j)^2}}{\sqrt{N}} \quad (2.18)$$

El número de muestras depende del tipo de ensayo, siendo $N = 30$ para los ensayos de transmisión de calor y $N = 120$ para los de caída de presión en régimen estático.

En cuanto a los errores de exactitud asociados a la variable ϕ_j es necesario tener en cuenta el error propio del sensor, $e_s(\phi_j)$, y del sistema de adquisición, $e_{adq}(\phi_j)$, asociado al *datalogger* o tarjeta de adquisición según corresponda. El error asociado a una medida se considera la suma de ambos:

$$\delta\phi_{j,b} = e_s(\phi_j) + e_{adq}(\phi_j) \quad (2.19)$$

En el Anexo D se presenta en detalle la inexactitud derivada del sensor y del sistema de adquisición para cada una de las variables primarias medidas.

2.1.4.4. Resultados de caída de presión y transmisión de calor

Siguiendo el proceso descrito en el Anexo D se recogen las desviaciones máximas y promedio para cada número adimensional en la Tabla 2.3.

Tabla 2.3. Incertidumbre de los números adimensionales

Número adimensional	Incertidumbre promedio (%)	Incertidumbre máxima (%)
Resultados de caída de presión en régimen estacionario		
Número de Reynolds neto, Re_n	3,4	4,9
Factor de fricción de Fanning neto, f_n	3,1	4,6
Resultados de caída de presión en régimen oscilatorio		
Número de Reynolds oscilatorio, Re_{osc}	4,1	7,5
Amplitud adimensional, x_0/D	2,0	2,8
Factor de fricción de Fanning oscilatorio, f_{osc}	9,4	12,6
Número de Potencia, Po	10,8	13,3
Resultados de transferencia de calor		
Número de Reynolds neto, Re_n	3,4	4,9
Número de Reynolds oscilatorio, Re_{osc}	4,2	5,2
Amplitud adimensional, x_0/D	2,0	2,8
Número de Prandtl, Pr	3,3	4,0
Número de Nusselt, Nu	7,1	11,5

2.2. Ensayos de visualización

2.2.1. Instalación experimental

La instalación empleada fue originalmente construida en 2004 para la visualización del flujo en tubos circulares con elementos insertados y se ubica actualmente en el ‘Laboratorio de Máquinas y Motores Térmicos’ de la Universidad Miguel Hernández de Elche. La Figura 2.11 muestra la instalación actual, que ha sido adaptada a los ensayos a realizar para la presente Tesis Doctoral. En la instalación se realizaron tanto ensayos de visualización mediante Velocimetría por Imágenes de Partículas (PIV) como mediante burbujas de hidrógeno.

Figura 2.11. Instalación utilizada para los ensayos de visualización en la Universidad Miguel Hernández

La instalación está diseñada para trabajar con agua pura o mezclas de agua y propilenglicol, con un rango de temperaturas desde los 15 °C (haciendo uso de la enfriadora) hasta los 50 °C (haciendo uso del calentador eléctrico).

La Figura 2.12 muestra una representación esquemática de la instalación de visualización. Este montaje es común tanto para los ensayos de visualización mediante burbujas de hidrógeno como para los ensayos de PIV.

La instalación consiste fundamentalmente de un bucle cerrado por el que circula el fluido de ensayo. Una bomba centrífuga (1) impulsa el caudal necesario desde un depósito (10) abierto a la atmósfera. El caudal impulsado puede ser regulado tanto por el variador de frecuencia incorporado en la bomba como por una válvula reguladora de caudal (2). La temperatura en la sección de ensayo, donde se insertan los deflectores (4), se evalúa a través de la medida proporcionada por dos sondas de temperatura PT100 ubicadas a la entrada (3) y la salida (4). Un circuito secundario formado por una enfriadora (8) y un intercambiador de placas (7) se encarga de enfriar el fluido en caso de ser necesario. Un caudalímetro de efecto Coriolis (9) mide el caudal neto circulante. Un termostato (11) con una resistencia eléctrica y un agitador se encarga de alcanzar la temperatura final deseada y de uniformizar la temperatura del fluido en el depósito.

El caudal oscilatorio es generado por el movimiento alternativo de un cilindro de doble efecto (14) conectado a los extremos de la sección de ensayo. El movimiento senoidal del pistón se obtiene mediante un mecanismo de biela-manivela (13) accionado por un motor (12) de velocidad variable. El sistema permite alcanzar un rango de frecuencias de oscilación del fluido desde 0,12 hasta 1,2 Hz, aproximadamente. Para medir la amplitud y frecuencia de la oscilación de manera precisa, un sensor de posición magnetostrictivo (15) se conecta al extremo del vástago del cilindro. En caso de requerirse aislar el circuito

oscilatorio del resto del circuito puede cerrarse tanto la válvula manual (6) como la reguladora de caudal (2).

Figura 2.12. Representación esquemática de la instalación empleada para los ensayos de visualización. (1) Bomba centrífuga, (2) válvula reguladora de caudal, (3) sonda PT100, entrada, (4) deflectores, (5) sonda PT100, salida, (6) válvula manual, (7) intercambiador de calor de placas, (8) máquina enfriadora, (9) caudalímetro efecto Coriolis, (10) depósito principal, (11) calentador con agitador, (12) conjunto motor-reductora, (13) biela-manivela, (14) cilindro hidráulico, (15) sensor de posición.

La sección de ensayo está formada por un tubo acrílico de 32 mm de diámetro interior situado en posición vertical. En dicho tubo se dispone la geometría a ensayar, en este caso los deflectores. Con el fin de evitar la distorsión óptica, provocada por la diferencia entre los índices de refracción del agua y el aire y la curvatura del tubo ensayo, se ha dispuesto un depósito de sección cuadrada relleno del fluido de ensayo, que cubre la parte de la sección donde se van a tomar las imágenes.

No se ha dispuesto un depósito de estabilización del flujo ya que las características de las geometrías ensayadas aseguran que el flujo alcanzará rápidamente condiciones de flujo periódico al margen de las condiciones de entrada. Para asegurar que el flujo alcanza periodicidad espacial, se han colocado 5 celdas aguas arriba y aguas abajo de la celda objeto de visualización.

Cadena de medida

En cuanto a la cadena de medida para determinar las condiciones en la sección de ensayo está compuesto de:

- **Caudalímetro de efecto Coriolis (9).** El modelo utilizado es el CMF025 de Micro Motion ELITE series (EMERSON), cuyo caudal nominal es de 1050 kg/h y el máximo de 2100 kg/h.
- **Sondas de temperatura PT100 (3 y 5).** 2 sondas de temperatura PT100 con conexión a 4 hilos se emplean para la medida de la temperatura del fluido a la

entrada y salida de la sección de ensayo. Las sondas de entrada y salida son clase B mejoradas 1/10 DIN y 1/3 DIN, respectivamente.

- **Datalogger.** Se emplea el modelo 34972A, cuyas características generales ya se han descrito en el apartado referente a la instalación de ensayos termohidráulicos.
- **Sensor de posición magnetostrictivo (15).** El modelo empleado es el mismo que el de la instalación de ensayos termohidráulicos.
- **Tarjeta de adquisición (alta velocidad).** El modelo empleado es el mismo que el de la instalación de ensayos termohidráulicos.

2.2.1.1. Instalación de visualización mediante burbujas de hidrógeno

La visualización mediante burbujas de hidrógeno es una técnica que consiste en la producción de láminas o líneas de burbujas de hidrógeno a partir de la electrólisis del agua [117]. Esta técnica destaca por su relativa sencillez y bajo coste. La correcta iluminación de las burbujas permite su visualización directa, y si las imágenes son adquiridas y procesadas pueden obtenerse medidas cuantitativas del campo de velocidades. Sin embargo, en esta tesis la técnica ha sido empleada únicamente como una medida cualitativa de las propiedades del flujo. El detalle de la sección de visualización adaptado para esta técnica se muestra en la Figura 2.13.

Figura 2.13. Representación esquemática de la sección de visualización adaptada para la visualización mediante burbujas de hidrógeno

Para generar las burbujas, un hilo de cobre (5) conectado al electrodo negativo de una fuente de corriente continua (6) atraviesa la sección de visualización, por la que circula una mezcla de propilenglicol-agua. El electrodo positivo puede conectarse a otra parte cualquiera del circuito hidráulico, en este caso a una pieza mecánica del conexionado hidráulico de la sección de ensayo. El paso de la corriente eléctrica a través del hilo de cobre genera la electrólisis del agua de la mezcla, y la consecuente aparición de burbujas de hidrógeno

sobre la superficie mojada, que funcionan como trazadores para visualizar tridimensionalmente el flujo.

La tensión de la fuente de alimentación permite regular la cantidad y el tamaño de las burbujas generadas. La adición de NaCl al fluido de trabajo, en una concentración aproximada de 2 g/dm^3 , permite reducir la tensión necesaria para obtener una cantidad adecuada de burbujas de hidrógeno³.

Para la obtención de las imágenes se ha utilizado una cámara (1) de tecnología CMOS modelo MotionScope M3. La iluminación se ha realizado mediante dos lámparas (4), con una potencia de 55 W cada una y que se orientan con una inclinación aproximada de 45° respecto al plano de visualización. Esta disposición garantiza una iluminación uniforme y la reducción del efecto sombra provocado por los elementos insertados (3). Una caja prismática (2) rellena con el mismo fluido de ensayo evita el efecto de la refracción sobre el plano visualizado debido a la curvatura del tubo.

Los detalles de la cámara empleada se recogen a continuación:

Tabla 2.4. Características de la cámara MotionScope M3

Característica	Comentarios
Resolución máxima	1280 x 1024 píxeles
Velocidad de captura de imágenes	10-1000 fps a máxima resolución. Puede llegar hasta velocidades de adquisición de 31000 fps con pérdida de resolución vertical (1280 x 10 píxeles)
Disparo	Capacidad trigger externo.
Óptica empleada	20 aumentos. El número focal del objetivo es 4, lo que permite capturar la máxima cantidad de luz

2.2.1.2. Instalación de visualización mediante Velocimetría por Imágenes de Partículas

La Velocimetría por Imágenes de Partículas (PIV) es una técnica que permite estudiar de forma cuantitativa el campo de velocidades [118]. El detalle de la sección de visualización adaptado para la técnica PIV se muestra en la Figura 2.14.

En esta técnica el flujo sembrado con partículas se ilumina mediante un haz de luz generado por un láser (4). El haz de luz es de corta duración, pero gran energía. Esto permite visualizar las partículas del plano visualizado mediante una cámara (1). La apertura de la cámara se sincroniza con el pulso láser generado mediante el software de adquisición de un PC de sobremesa (5). De igual modo que en la técnica de burbujas de hidrógeno, una caja de compensación (2) evita los efectos de la refracción.

La posición del haz de luz se ajusta de forma que ilumine adecuadamente una celda, esto es, el espaciado entre dos deflectores (3). En la celda visualizada se han eliminado las tres

³ La cantidad de sal adecuada depende, entre otras cosas, de la concentración de electrolitos en el agua utilizada y de la velocidad del fluido y, en general, un proceso de prueba y error es necesario para hallar la proporción de sal requerida.

varillas de soporte, para así evitar, por un lado, los reflejos producidos por la dispersión del haz láser y, por otro lado, que aparezcan zonas sombreadas.

Figura 2.14. Representación esquemática de la sección de visualización adaptada para la técnica PIV

Los detalles de los elementos específicos de la visualización mediante técnica PIV se muestran a continuación:

Láser. Se trata de un láser de diodos pulsado modelo OXFORD LASER HSI 5000 que emite un plano de luz infrarroja. Las características del láser son las siguientes:

- Fuente de luz: láser de diodos
- Clase de láser: IV.
- Longitud de onda: 808 nm.
- Potencia pico: 200 W.
- Duración del pulso individual: 1 μ s a 80 μ s.
- Energía del pulso: 0,15 mJ a 15 mJ.
- Espesor del haz láser: 1 mm.

Cámara. La cámara empleada es la misma que en los ensayos de PIV.

Disparador fotoeléctrico. Es el modelo OMROM E3JM-R4M4T-G. Este sensor emite una señal de disparo cuando la barra colocada en una determinada posición angular del disco, correspondiente al inicio del ciclo, pasa por delante de él. Esta señal de disparo inicia el proceso de adquisición.

Partículas trazadoras. Como partículas trazadoras se utilizan esferas de poliamida, con una densidad de 1016 kg/m^3 y un diámetro medio de $57 \text{ }\mu\text{m}$.

2.2.1.3. Fluidos de trabajo

La Tabla 2.5 resume las propiedades físicas de la mezcla de propilenglicol-agua al 60 % utilizada en los ensayos.

Tabla 2.5. Propiedades físicas en función de la temperatura para una mezcla propilenglicol agua al 60 % [114]

$T \text{ (}^\circ\text{C)}$	$\rho \text{ (kg/m}^3\text{)}$	$\mu \cdot 10^3 \text{ (kg/(m s))}$	$k \text{ (W/(m K))}$	$c_p \text{ (J/(kg K))}$
10	1053,88	17,05	0,321	3,395
20	1048,25	10,04	0,325	3,339
30	1042,11	6,34	0,329	3,383
40	1035,47	4,25	0,332	3,427
50	1028,32	3,00	0,334	3,471

Para ampliar el rango ensayado a mayores números de Reynolds sin necesidad de aumentar el caudal neto del flujo también se ha aumentado la proporción de agua en la mezcla. Para ambos fluidos de trabajo se ha seguido el mismo proceso que para los ensayos termohidráulicos, esto es, se ha medido la viscosidad de una muestra del fluido de ensayo y, a partir de este valor, se ha determinado la concentración de la muestra con mayor exactitud.

2.2.2. Fundamentos y consideraciones técnicas

Sembrado

La concentración de partículas en el fluido de ensayo debe alcanzar un balance. Una cantidad demasiado baja provocaría que no pueda calcularse la correlación cruzada con suficiente precisión, o determinarse el campo de velocidades con la suficiente resolución espacial. Por otra parte, una concentración excesiva provocaría peor calidad de la imagen, aumentando su opacidad, además de poder alterar el flujo.

Para determinar la concentración adecuada, se aumentó secuencialmente la concentración de partículas en el flujo monitorizando las imágenes obtenidas hasta alcanzar la cantidad deseada de partículas para el tamaño final de la ventana de interrogación.

Efectos inerciales y gravitatorios

Los efectos gravitatorios experimentados por las partículas trazadoras son proporcionales a la diferencia entre su densidad y la del fluido de ensayo.

$$u_g = D_p^2 \frac{(\rho_p - \rho)}{18\mu} g \quad (2.20)$$

La densidad del fluido de ensayo oscila entre 988 kg/m^3 para el agua pura a $50 \text{ }^\circ\text{C}$ y los 1040 kg/m^3 para la mezcla propilenglicol-agua al 50 % a $15 \text{ }^\circ\text{C}$. Es por ello que se han seleccionado partículas de poliamida, con una densidad muy similar a la del fluido: $\rho_p = 1051 \text{ kg/m}^3$.

Para el tamaño seleccionado, $D_p = 57 \mu m$, el efecto gravitatorio varía enormemente en función de las condiciones de ensayo. Para una mezcla de propilenglicol-agua al 50 % y 15 °C el valor se reduce a $u_g = 0,0012 mm/s$, mientras que para agua pura a 50 °C llega a ser $u_g = 0,204 mm/s$. Así, este efecto se computará para cada ensayo en función de las condiciones de trabajo y se sumará a la incertidumbre de medida como un error sistemático.

Tamaño de las partículas-Peak locking

El tamaño de las partículas en la imagen es de gran importancia y se ha seleccionado, $D_p = 57 \mu m$, basándose en los buenos resultados de trabajos anteriores [107] con disposiciones similares (intensidad del láser, óptica de la cámara, etc.). La importancia reside en que si son demasiado pequeñas (≤ 1 píxel) se producirá un error sistemático en las medidas, conocido como peak locking.

El peak locking es una fuente de error sistemático, que consiste en la tendencia hacia valores enteros durante el proceso de obtención del desplazamiento subpíxel mediante interpolación, provocado porque el tamaño de las partículas no supera un píxel. Aunque se ha comprobado que el tamaño general de las partículas es de varios píxeles, es conveniente cuantificar el nivel de peak locking durante los distintos ensayos. Una forma sencilla de cuantificar la importancia del *peak locking* consiste en representar en un diagrama de barras la frecuencia de las partes decimales de los desplazamientos medidos en píxeles⁴ [119]. El nivel de peak locking, PL , se cuantifica mediante:

$$PL = 1 - \frac{N_{min}}{N_{max}} \quad (2.21)$$

Donde N_{min} corresponde al valor mínimo de la frecuencia para aquellos rangos que no son contiguos al cero, y N_{max} es el valor máximo de la frecuencia de entre los dos rangos contiguos al cero. En función del valor de peak locking se pueden distinguir las siguientes situaciones:

- $PL < 0,2 \rightarrow$ Efecto del peak locking es despreciable
- $0,2 < PL < 0,4 \rightarrow$ Nivel de peak locking suave
- $0,4 < PL < 0,6 \rightarrow$ Nivel de peak locking fuerte
- $PL > 0,6 \rightarrow$ Nivel de peak locking severo

Antes de aplicar este método a nuestro caso concreto se debe recordar que, para ser válido, el rango de velocidades posible debe ser amplio. En el caso de estudio hay que tener en cuenta que la presencia de las paredes y las zonas de recirculación tras los deflectores llevan a velocidades muy bajas cercanas a cero lo cual puede llevar a conclusiones erróneas sobre el peak locking. En la Figura 2.15 se muestra la distribución de la componente axial de velocidad para las medidas de un ciclo completo de oscilación. Se observa que las velocidades menores son las más probables, y gradualmente descende su probabilidad. No se aprecian picos en las zonas cercanas a valores enteros, lo cual es un signo de que el peak locking no es significativo.

⁴ En un campo fluido con un gran rango de velocidades es de esperar que todos los valores decimales en los desplazamientos puedan darse con la misma probabilidad, con lo que resultaría un diagrama de barras con un perfil plano; en cambio, el efecto del peak locking sería producir un perfil más puntiagudo en valores cercanos al cero (enteros).

Figura 2.15. Distribución de la componente de velocidad axial en píxeles a lo largo de un ciclo de oscilación

La Figura 2.16 muestra la distribución de la componente decimal de la velocidad axial a lo largo de un ciclo de oscilación, indicándose la frecuencia máxima y mínima de la distribución para el cálculo del peak locking. Los valores proporcionan un valor de $PL = 0,165$, lo que corresponde a un efecto del peak locking despreciable.

Figura 2.16. Distribución de la componente decimal de la velocidad axial en píxeles a lo largo de un ciclo de oscilación

Signal-to-noise Ratio

Para que el desplazamiento obtenido mediante la correlación cruzada puede considerarse como válido, es recomendable usar un parámetro que permita comparar la ‘altura o intensidad’ del mayor pico de la función respecto a los alrededores. Este parámetro es

también de gran utilidad para cuantificar la calidad del filtro o los filtros aplicados. El parámetro más conocido para dicho fin es el signal-to-noise ratio (SNR).

Kumar and Hassebrook [120] exponen una serie de parámetros para medir la intensidad del pico principal de la correlación cruzada. Entre ellos se ha seleccionado el peak-to-peak ratio (PPR), que mide la relación entre la amplitud del pico principal y la del segundo pico más alto. Este parámetro es fácil de computar y su uso es muy popular [109,120,121]. La expresión del peak-to-peak ratio viene dada por:

$$PPR = \frac{C_{max}}{C_2} \quad (2.22)$$

Se ha planteado el algoritmo aplicado por Martínez [109]. Para clarificar el proceso seguido por el algoritmo se representa su aplicación a una determinada ventana de interrogación en la Figura 2.17. Los pasos del algoritmo son los siguientes:

1. Los resultados de la correlación cruzada para una ventana de interrogación se proyectan en la dirección de los ejes X e Y.
2. Se obtienen las coordenadas de los máximos relativos, C_i , para cada una de las proyecciones.
3. Los máximos relativos se ordenan de mayor a menor valor, $C_1 > C_2 > C_3 > \dots$, para cada una de las proyecciones.
4. Se calcula el PPR como la relación entre el primer y el segundo pico, $PPR = C_1 / C_2$, para cada una de las proyecciones.
5. Se toma el mínimo PPR de entre los dos obtenidos como el PPR correspondiente a dicha ventana de interrogación, $PPR = \min(PPR_x, PPR_y)$.

Figura 2.17. Representación del proceso de cálculo del *peak-to-peak ratio* a partir del resultado de la correlación cruzada

Es necesario tener en cuenta que el algoritmo anterior no siempre proporciona resultados válidos, ya que, por ejemplo, puede que solamente se detecte un pico porque la función es monótona decreciente y por lo tanto no puede estimarse el PPR a partir de los picos relativos, o bien porque un conjunto de píxeles se encuentra saturado (habitualmente

consecuencia de un reflejo en el tubo) dando lugar a una forma de ‘cordillera’ en los resultados de correlación cruzada. Así, el número de ventanas de interrogación para los que se ha calculado el algoritmo anterior son los únicos que se consideran como válidos.

2.2.3. Procesado de los ensayos de visualización mediante PIV

Dada la complejidad de todo el procedimiento, que abarca desde el tratamiento de las imágenes hasta la obtención de parámetros derivados del campo fluido, esta sección se ha dividido en tres partes correspondientes al preprocesado, procesado y posprocesado. Se incluye previamente una sección acerca de la forma en que se han adquirido las imágenes.

2.2.3.1. Adquisición de las imágenes

Secuenciación de las imágenes

En primer lugar, debemos tener en cuenta que incluso en régimen laminar es necesario medir varias veces una misma fase del ciclo, del orden de 20 pares de imágenes según estudios anteriores [16]. Así, un aspecto previo a destacar es la forma en que se van a medir y organizar las imágenes. Se presentan dos opciones:

1. Medir determinadas fases del ciclo para varios ciclos. Presenta la ventaja de requerir menos coste de almacenamiento y de procesado posterior, ya que para 8 fases del ciclo tendríamos un total de 160 pares de imágenes requeridos para la medida de 20 ciclos. Sin embargo, no permite visualizar toda la evolución del campo fluido a lo largo del ciclo de oscilación. Otro problema es determinar con precisión el inicio del ciclo de oscilación.
2. Medir varios ciclos completos. En este caso, el número de fases a medir viene determinado por la frecuencia de disparo del láser requerida para asegurar que el algoritmo de correlación cruzada funcione adecuadamente. Este método permite determinar con mayor detalle la evolución del ciclo y el inicio del ciclo de oscilación. Sin embargo, implica un alto coste computacional pues, a modo de ejemplo, un ciclo completo requiere la medida del orden de 200 pares de imágenes por ciclo.

Se ha decidido tomar la segunda alternativa, pues presenta mayores ventajas a pesar del elevado coste de almacenamiento, si bien asequible para los recursos disponibles.

Determinación del inicio del ciclo

Las imágenes se han tomado a partir de uno de los extremos del ciclo de oscilación, cuando la velocidad es nula. El inicio del ciclo se determina por una barra fijada sobre el disco del oscilador en la posición angular que determina el extremo del ciclo. Esta barra acciona el sensor fotoeléctrico que marca el inicio de la adquisición.

Sin embargo, errores de posicionamiento pueden llevar a una estimación errónea del inicio del ciclo. Para comprobarlo, se mide el campo de velocidades en el plano de visualización durante un ciclo completo de oscilación y se calcula el caudal volumétrico instantáneo. El ajuste de la evolución del caudal a una señal senoidal durante un ciclo completo nos permite determinar, con relativa precisión, el inicio del ciclo de oscilación, tal y como se muestra en la Figura 2.20 para uno de los casos ensayados. Los detalles del cálculo del caudal se recogen en el apartado 2.2.3.3.

Fases del ciclo medidas

Una vez determinado el inicio del ciclo de oscilación, se obtienen los números correspondientes a los pares de imágenes más cercanos a las fases del ciclo que se desean procesar. En este caso, se procesan ocho fases del ciclo.

2.2.3.2. Preprocesado

Eliminación del fondo

Una imagen bruta adquirida para su posterior procesamiento puede observarse en la Figura 2.18 (a). Como puede observarse se producen reflejos por la curvatura del tubo, partículas sobre las paredes del tubo e iluminación ligeramente irregular. Todo ello reduce la fiabilidad del proceso de correlación cruzada. Es por ello que se plantea un algoritmo de eliminación del fondo de la imagen. Martínez [109] planteó la substracción de una imagen sin partículas a la original. Sin embargo, este proceso se ha considerado poco adecuado ya que requiere que las imágenes se tomen exactamente en la misma posición, con lo que cualquier ligero desplazamiento haría inviable el proceso. Además, reduciría la intensidad de las partículas más brillantes.

Se ha planteado el siguiente algoritmo:

1. Se inicializa la imagen tratada, I_f , con todos los píxeles con valor cero. Se selecciona la imagen a preprocesar I_b .
2. Se seleccionan N imágenes de referencia, $I_{1,2,...,i,N}$. Estas imágenes están equiespaciadas en el tiempo a lo largo del conjunto de imágenes. Así, se asegura no restar imágenes con una distribución de las partículas similar.
3. Se resta la imagen de referencia a la original: $I_r = I_b - I_i$
4. Se actualiza la imagen tratada como el máximo en cada píxel entre la imagen restada y la tratada. $I_{f,i} = \max(I_{f,i-1}, I_r)$. Este paso asegura que siempre se mantendrán los píxeles de mayor intensidad que no sean compartidos por la imagen original y la de referencia.
5. Se repite los pasos 3 y 4 hasta que se hayan usado todas las imágenes de referencia.

Cuanto más imágenes se utilicen como referencia menor será la posibilidad de eliminar información útil de la imagen, si bien el proceso resulta más costoso computacionalmente. En nuestro caso se han tomado un total de 5 imágenes de referencia para todos los casos. El resultado junto con la imagen original se muestra en la Figura 2.18.

En la Figura 2.18 podemos comprobar cómo en la imagen tratada (b) ya no se observan los reflejos del tubo ni de las varillas y las coronas. Esto permite que el resultado de la correlación cruzada para las ventanas de interrogación que se encuentren parcialmente sobre dichas regiones no se vea afectado.

Para estudiar el efecto de la eliminación del fondo se ha tomado como referencia el ensayo de menor frecuencia de oscilación con flujo oscilatorio puro. Se han analizado todas las imágenes del ciclo para la misma área de estudio y los mismos parámetros del análisis (ventanas de interrogación, interpolador subpíxel, etc.).

Figura 2.18. Ejemplo de imagen adquirida bruta (a) y tras aplicar el algoritmo de eliminación del fondo (b).

Para cuantificar la mejoría se usa como parámetro el porcentaje de vectores para los que el peak-to-peak ratio es mayor o igual que 2. Cabe recordar a modo de referencia que, como regla general, suele considerarse satisfactorio el que al menos el 90 % de las imágenes tenga un signal-to-noise ratio mayor o igual que 2. Para el caso sin eliminación del fondo se obtiene un porcentaje de 74,2 % de vectores válidos ($PPR \geq 2,0$), mientras que con la eliminación del fondo esta cifra asciende ligeramente, al 75,8 %. Sin embargo, donde se aprecia una gran mejoría es en el descenso del número de ventanas de interrogación para las que no ha sido posible aplicar el algoritmo de correlación cruzada. Se pasa de un total 1174 para el caso sin eliminación del fondo a un total de 25 para el caso con eliminación del fondo. Estos resultados justifican la utilización del algoritmo.

Filtrado

El programa PIVlab ofrece un total de 4 filtros de imagen, que pueden utilizarse de forma individual o combinada:

- Filtro 1: Histogram equalization.
- Filtro 2: Intensity highpass.
- Filtro 3: Intensity capping.
- Filtro 4: Wiener denoise filter.

Para determinar el filtrado más adecuado se ha realizado un estudio paramétrico en detalle, determinando, para un conjunto de pares de imágenes, el porcentaje de ventanas de interrogación cuyo correspondiente valor de peak-to-peak ratio supera el valor umbral de 2. Además, se cuantifica el porcentaje de ventanas de interrogación para los que no ha funcionado el algoritmo de correlación cruzada. Los resultados se recogen en la Tabla 2.6.

Como se puede observar, la combinación de los filtros 1 y 2 provoca el mayor porcentaje de vectores con $PPR > 2$, mientras que la combinación de los filtros 1,2 y 3 proporciona el menor número de ventanas de interrogación con fallo en el algoritmo de cálculo del peak-to-peak a partir de la correlación cruzada, con un porcentaje muy similar de ventanas con $PPR > 2$. Es por ello que se ha seleccionado esta última opción de preprocesado. A modo de ejemplo, la Figura 2.19 muestra la región de interés sin filtros (a) y la preprocesada (b).

Tabla 2.6. Efecto de los filtros en los resultados de correlación cruzada

Filtro	Fracción de vectores <i>PPR</i> > 2 (%)	Fracción de vectores con <i>PPR</i> no calculado (%)
Ninguno	75,80	0,0138
Filtro 1	95,51	0,0050
Filtro 2	70,25	0,0310
Filtro 3	97,00	0,0072
Filtro 4	59,97	0,0520
Filtros 1 y 2	92,71	0,0077
Filtros 1 y 3	97,88	0,0022
Filtros 2 y 3	96,33	0,0066
Filtros 1,2 y 3	97,73	0,0011

Figura 2.19. Región de interés sin filtros aplicados (a) y con los filtros 1,2 y 3 aplicados (b)

2.2.3.3. Procesado

Análisis de las imágenes

El algoritmo de análisis de las imágenes es la correlación cruzada adaptativa con deformación de ventanas (*window deformation*). En cada paso la correlación cruzada es calculada mediante el método indirecto, basado en la transformada rápida de Fourier (FFT).

Para determinar el tamaño de las ventanas de interrogación, se ha seleccionado un ciclo de oscilación y se ha comprobado qué tamaño inicial de las ventanas producía menos outliers. Posteriormente, se repite el proceso con la siguiente iteración con menor tamaño de ventana y así sucesivamente. Finalmente, se ha seleccionado la siguiente secuencia: Paso 1: tamaño del área de interrogación=64 px-Step=32 px → Paso 2: tamaño del área de interrogación=48 px-Step=24 px → Paso 3: tamaño del área de interrogación=32 px-Step=16 px → Paso 4: tamaño del área de interrogación=24 px-Step=12 px.

En cuanto a la deformación de las ventanas de interrogación, es necesario seleccionar un método de interpolación para calcular los desplazamientos de cada píxel de la ventana de

interrogación, a partir de los desplazamientos calculados en los extremos de la ventana de interrogación. Se ha seleccionado el tipo ‘spline’ ya que, a pesar de ser más lento, proporciona resultados más precisos, reduciendo el efecto de los gradientes y rotaciones dentro de la ventana de interrogación.

Estimador subpíxel

Por último, se selecciona el estimador subpíxel (*subpixel stimator*) gaussiano bidimensional. Se ha considerado en lugar de un estimador gaussiano con 2x3 puntos porque, si bien requiere un tiempo de cálculo ligeramente mayor, es más preciso ante imágenes que puedan presentar cierta difuminación. Otra ventaja de este método es su mayor precisión en el caso de flujos con gradientes y rotaciones.

Calibración

Una vez obtenidos los desplazamientos en píxeles, se transforman a unidades de longitud mediante la calibración. En la calibración se determina la relación entre el tamaño del píxel y la longitud equivalente en el plano visualizado. Para ello, se obtiene el número de píxeles correspondientes al diámetro interior del tubo.

2.2.3.3. Posprocesado

Una vez obtenidos los resultados del campo de velocidades tras aplicar el algoritmo de correlación cruzada, es necesario detectar posibles *outliers* y reemplazar los mismos. El software PIV ofrece dos tipos de filtros: globales y locales.

Filtro global

El filtro global consiste en la visualización en un plano XY de las componentes axial y radial de cada uno de los vectores obtenidos. Visualmente se puede determinar qué puntos son atípicos en función de la distribución de los mismos. Este filtro permite fijar un límite superior e inferior para las componentes de velocidad.

Filtros locales incluidos en el software

Como filtros locales el programa incluye:

1. Filtro basado en la **media**. Este filtro descarta aquellos vectores que no se encuentran entre los límites inferior y superior, fijados en bases a la media y la desviación estándar de la velocidad en el campo fluido:

$$\begin{aligned} t_{lower} &= \bar{u} - n \cdot \sigma(u) \\ t_{upper} &= \bar{u} + n \cdot \sigma(u) \end{aligned} \quad (2.23)$$

Este filtro se adapta en cierta medida a la naturaleza del flujo. El parámetro n establece si el filtro es más o menos restrictivo, en el caso estudiado se ha encontrado que el valor $n = 5$ proporciona un buen filtrado. Sin embargo, el flujo esperado tiene un gran rango de velocidades posibles, desde valores elevados en la región de la corriente central hasta regiones de velocidad casi nula en las recirculaciones formadas tras los deflectores, con lo que, si bien su aplicación ha resultado útil, su alcance es limitado.

2. Filtro basado en la **mediana**. Este filtro [122] compara la desviación del vector a examinar, $u_0 - u_m$, siendo u_m la mediana de los 8 vectores colindantes, con la media de la desviación de los 8 vectores colindantes, $r_m = ((u_1 - u_m) + \dots + (u_8 - u_m))/8$.

$$r_0 = \frac{|u_0 - u_m|}{r_m + \varepsilon} \quad (2.24)$$

Un nivel mínimo para la normalización, ε , es introducido para evitar que el r_0 tienda a cero en flujos muy laminares. Dicho nivel mínimo se ha mantenido en $\varepsilon = 0,1$ px, tal y como recomiendan los autores [122]. Se ha comprobado que el valor límite para la desviación normalizada $r_0 = 3$ proporciona un buen filtrado.

Filtros locales desarrollados

Los filtros locales presentados en el apartado anterior tienen las siguientes limitaciones:

- No consideran la calidad de los resultados obtenidos tras el proceso de correlación cruzada.
- Solamente consideran el comportamiento del campo de velocidades en un instante de tiempo dado. Mientras que, para la metodología empleada, se dispone de varios campos de velocidades para las mismas condiciones de ensayo (y fase del ciclo de oscilación).

Con base en estas limitaciones, se han planteado dos filtros que se aplican sobre los datos ya posprocesados obtenidos del programa:

- **Filtro a partir del peak-to-peak ratio.** Para la obtención de los campos de velocidad promediados se descartan aquellos vectores con un peak-to-peak ratio menor que 1,5. En el caso improbable, pero posible, en el que para una ventana de interrogación ninguna de las instantáneas cumpla dicha condición se tomará el vector con el mayor valor de peak-to-peak ratio.
- **Filtro a partir de la repetibilidad** de cada uno de los vectores. Este filtro actúa individualmente sobre cada uno de los vectores, y los filtra en función del conjunto de resultados de los distintos pares de imágenes obtenidos para las mismas condiciones de ensayo (y fase del ciclo de oscilación en el caso del régimen oscilatorio). El criterio de rechazo de Chauvenet es utilizado para determinar qué valores son atípicos.

Cálculo del caudal volumétrico

El caudal es una medida derivada para la cual es necesario conocer la velocidad axial a lo largo de las distintas posiciones radiales del tubo. Al conocerse el campo de velocidades únicamente en un plano axial, la metodología que se va a describir tiene validez únicamente cuando el flujo tiene simetría axial, de lo contrario el campo de velocidades es distinto en cada uno de los infinitos planos que pasa por el eje del tubo y no es posible obtener una medida precisa del caudal con el comportamiento durante un ciclo en uno de ellos. La única forma de aumentar la precisión en dicho caso es aumentar el número de ciclos y obtener un campo de velocidades promediado en fase.

Para el cálculo del caudal, la sección transversal se divide en una serie de espacios anulares con el mismo ancho y un círculo en el centro del tubo. Cada uno de estos espacios anulares, i , tendrá un ancho de $d_i = \frac{D}{2 \cdot n_d}$. Se tiene así un valor de velocidad axial, u_i , para una serie de posiciones, r_i , desde la coordenada radial $r = 0$ hasta $r = D/2$. El caudal vendrá dado por:

$$q = \sum_{i=1}^{n_d} u_i A_i = \frac{\pi}{4} \sum_{i=1}^{n_d} u_i \left[\left(r_i + \frac{d_i}{2} \right)^2 - \left(r_i - \frac{d_i}{2} \right)^2 \right] \quad (2.25)$$

La Figura 2.20 muestra la evolución del caudal volumétrico a lo largo del ciclo para una de las condiciones de ensayo con flujo oscilatorio puro, junto con una función senoidal ajustada estadísticamente. Como se aprecia, la forma del caudal derivado de las medidas PIV es prácticamente senoidal, con la mayor desviación observada cerca de la fase de velocidad nula, donde se espera que las medidas arrojen una mayor imprecisión.

Junto con dichas curvas se representan como líneas discontinuas los valores máximo y mínimo del caudal que se esperan a partir de la frecuencia y amplitud de la oscilación medidas. Se puede apreciar que los valores extremos del caudal están muy cercanos a los teóricos, en concreto en un margen del 10 %, lo que valida la metodología empleada.

Figura 2.20. Evolución del caudal instantáneo con el tiempo obtenido a partir del campo de velocidades medido. Caso oscilatorio puro, geometría MH1 con $f = 0,11$ Hz.

2.2.3.4. Estimación de incertidumbres

La estimación de incertidumbres correspondiente al número de Reynolds neto y oscilatorio y a la amplitud de oscilación ya se ha analizado en detalle en el apartado 2.1.4. Solamente se han realizado ligeras modificaciones relacionadas con la exactitud de los modelos de los distintos sensores empleados.

Este apartado se centra exclusivamente en presentar la estimación de la incertidumbre asociada al campo de velocidades obtenido mediante PIV. En primer lugar, la incertidumbre se descompone en la suma de un error sistemático (*bias* en inglés), e_b , y un error aleatorio, e_{rms} [118]:

$$e_t = e_b + e_{rms} \quad (2.26)$$

Como puede observarse, esta descomposición es análoga a la realizada en la estimación de incertidumbres de los ensayos termohidráulicos, distinguiendo entre la componente de error por exactitud y por precisión.

Incertidumbre asociada a errores sistemáticos

La incertidumbre asociada a errores sistemáticos, e_b , puede obtenerse de forma simplificada asumiendo que la velocidad para una ventana de interrogación viene dada por:

$$u = \Gamma \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad (2.27)$$

Donde Δx es el desplazamiento en píxeles entre imágenes consecutivas, Δt el paso de tiempo entre instantáneas y Γ es la resolución espacial. La incertidumbre total vendrá dada por:

$$\delta u = \left[\left(\frac{\delta u}{\delta \Gamma} \delta \Gamma \right)^2 + \left(\frac{\delta u}{\delta x} \delta x \right)^2 + \left(\Gamma \frac{\delta u}{\delta t} \delta t \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.28)$$

La estimación de cada una de dichas variables se realiza a continuación:

Resolución espacial. Mide la correspondencia entre los píxeles de la imagen y la longitud física real. Es necesario tener en cuenta que, aunque la cámara se alinea con el plano de visualización, la alineación no es perfecta, dando lugar a cierto error. Así:

$$\Gamma = \frac{l_{ref} \cdot \cos(\theta_1)}{l_{ima}} \quad (2.29)$$

Donde l_{ref} es la longitud de referencia (en metros), en este caso el diámetro del tubo, l_{ima} la longitud medida en la imagen (en píxeles) y θ_1 es el ángulo formado entre el plano de visualización de la cámara y el iluminado por el láser.

De igual forma, la incertidumbre total asociada se puede estimar como:

$$\delta \Gamma = \left(\left(\frac{\cos(\theta_1)}{l_{ima}} \delta l_{ref} \right)^2 + \left(\frac{l_{ref} \cdot \cos(\theta_1)}{l_{ima}^2} \delta l_{ima} \right)^2 + \left(\frac{l_{ref} \cdot \sin(\theta_1)}{l_{ima}} \delta \theta_1 \right)^2 \right)^{1/2} \quad (2.30)$$

Desplazamiento. La incertidumbre asociada al desplazamiento de las partículas es la más compleja de estimar. Entre las fuentes de incertidumbre podemos destacar el error en la estimación subpíxel y el efecto del gradiente de velocidades. El error subpíxel se ha estimado en 0,05 píxeles de acuerdo con los resultados de Scarano y Riethmuller [123] para esquemas multipaso con desplazamiento entero de píxeles entre pasos.

Paso de tiempo. La incertidumbre asociada al tiempo entre instantáneas está relacionada con la precisión temporal entre pulsos del láser, se estima en 2,1 ns [109].

La incertidumbre de los distintos parámetros se recoge en la Tabla 2.7.

Tabla 2.7. Incertidumbre de los parámetros y variables relevantes en las medidas PIV

Parámetro	Incertidumbre
Longitud de referencia, l_{ref}	$(0,1/100) \cdot D$
Longitud de referencia medida en la imagen, l_{ima}	3 px
Ángulo entre plano de visualización e iluminado, θ_1	2°
Desplazamiento entre imágenes, Δx	0,05 px
Tiempo entre imágenes consecutivas, Δt	2,1 ns

Incertidumbre asociada a errores aleatorios

Los errores aleatorios tienen numerosas fuentes en la metodología PIV, entre las que podemos destacar la naturaleza no oscilatoria del proceso, por la propia distribución aleatoria de las partículas, o el ruido presente en las imágenes. A esto hay que añadir la propia aleatoriedad del flujo cuando se estudie el comportamiento en régimen transicional y turbulento, lo cual incrementa significativamente la cantidad de imágenes necesarias para obtener un promediado adecuado de los vectores de velocidad.

El error aleatorio puede estimarse asumiendo que el conjunto de desplazamientos medidos en cada para cada ventana de interrogación sigue una distribución normal. Para un intervalo de confianza del 95 % el error vendrá dado por:

$$e_{rms} = z_{\alpha/2} \frac{\sigma(u_i)}{\sqrt{N}} = 1,96 \frac{\sigma(u_i)}{\sqrt{N}} \quad (2.31)$$

3 Resultados de visualización del flujo

La caracterización termo hidráulica de los OBRs requiere la medida de la transferencia de calor y del consumo de potencia asociado. Sin embargo, resulta de gran interés estudiar los patrones del flujo en las distintas condiciones de operación para así delimitar los distintos regímenes del flujo y comprender en mayor profundidad el comportamiento de estos dispositivos.

En este capítulo se recogen los resultados de visualización de las geometrías estudiadas trabajando en régimen estacionario, oscilatorio y compuesto. Para ello, se hace uso de la técnica cualitativa de visualización mediante burbujas de hidrógeno y la técnica cuantitativa de Velocimetría por Imágenes de Partículas (PIV). La visualización de los campos de velocidad a lo largo de una celda permitirá posteriormente justificar el cambio en la tendencia de la caída de presión y de la transferencia de calor.

A lo largo del capítulo se hace ampliamente uso de la clasificación del flujo como caótico. Es necesario tener presente (tal y como se remarcó en el capítulo 1) que las técnicas de visualización empleadas han permitido obtener los patrones de flujo y características de los mismos como son la simetría y la tridimensionalidad. Estas características, si bien presentes en un flujo turbulento, no permiten clasificar el mismo como tal, ya que no hay estudios que demuestren que la disipación de energía tenga lugar de forma análoga a un flujo turbulento. Así, a falta de más información se describirá la pérdida de simetría y la aparición de la tridimensionalidad en el campo fluido como un flujo caótico.

3.1. Planos y fases de visualización

Planos de visualización

En la visualización mediante burbujas de hidrógeno se han empleado dos planos de visualización: el primero es un plano longitudinal frontal, con la cámara apuntando en dirección perpendicular al plano en el que se generan las burbujas de hidrógeno con el objetivo de identificar las estructuras principales del flujo; el segundo es un plano

longitudinal lateral, con la cámara alineada con el plano en el que se generan las burbujas, con la finalidad de detectar la aparición del flujo tridimensional.

El plano de visualización de los ensayos de PIV es un plano longitudinal cualquiera en el caso de la geometría MH1, mientras que en el caso de la geometría MH3 se ha seleccionado uno de los tres planos longitudinales de simetría idénticos. En la Figura 3.1 se muestra la posición de los planos de visualización empleados.

Figura 3.1. Posición de los planos de visualización empleados para la técnica PIV

Fases del ciclo visualizadas

En la Figura 3.2 se definen las ocho fases del ciclo oscilatorio, equiespaciadas en el tiempo, que se han definido para presentar los resultados de visualización, tanto en régimen oscilatorio (línea azul) como en régimen compuesto (violeta). La fase $\theta = 0^\circ$ corresponde a la fase de velocidad nula en el caso del flujo oscilatorio y a la de velocidad neta en el caso del régimen compuesto.

Figura 3.2. Fases del ciclo utilizadas en la representación de resultados de la técnica PIV

Para determinar la fase inicial en los resultados PIV, se ha seguido el proceso descrito en el apartado 2.2.3.3. En cuanto a los resultados con burbujas de hidrógeno, para cada imagen se indica la fase estimada del ciclo a la que corresponde. La correspondencia de las fases con las imágenes se ha hecho de forma cualitativa, estableciendo por observación el

instante de velocidad nula que ocurre tras el semiciclo positivo (flujo de izquierda a derecha en la imagen).

3.2. Resultados mediante visualización de burbujas de hidrógeno

3.2.1. Comportamiento del flujo en régimen estacionario

Las Figura 3.3 y 3.4 muestran imágenes correspondientes a los planos frontal y lateral, para varios números de Reynolds neto.

Figura 3.3. Vista del plano frontal sembrado con burbujas de hidrógeno para distintos números de Reynolds neto (a) $Re_n = 45$, (b) $Re_n = 120$, (c) $Re_n = 160$ y (d) $Re_n = 300$

Para $Re_n = 25$ (Figura 3.3 (a)) se observa la formación de un chorro central aguas abajo del deflector, que se ensancha a lo largo de la celda y se estrecha otra vez aguas arriba del siguiente deflector. Además, hay bajas velocidades en la región periférica, cercana a las paredes del tubo. Para un número de Reynolds neto mayor, el chorro central tiene un ancho uniforme a lo largo de toda la distancia entre deflectores, que corresponde al diámetro del orificio de los deflectores, d . En la Figura 3.3 (b), correspondiente a $Re_n = 120$, se ha ajustado la generación de burbujas para mostrar las recirculaciones en la región más exterior del flujo, que todavía presenta valores de velocidad mucho más bajos que la región central como se puede observar en la referencia [124] (vídeo 2). Comparando los resultados para $Re_n = 45$ y $Re_n = 120$ se puede deducir que el tamaño de la recirculación en la región externa crece al aumentar el número de Reynolds neto.

En este rango, se puede afirmar que el flujo tiene características propias de un flujo laminar con simetría axial. Esto puede observarse más claramente visualizando en plano lateral, como muestra la Figura 3.4 (a) para $Re_n = 45$, donde no se observa movimiento fuera del plano central ni fluctuaciones de la velocidad ([124], vídeo 5), lo cual solamente puede explicarse por la simetría axial del flujo.

Para mayores números de Reynolds neto, $Re_n = 160$, el flujo sigue estando dominado por el chorro central, pero se comienzan a apreciar pulsaciones del mismo (Figura 3.3 (c)). La

vista del plano lateral muestra las mismas pulsaciones como muestra la Figura 3.4 (b) para $Re_n = 240$. La sucesión de imágenes muestra que estas fluctuaciones provocan que el chorro central impacte con la pared del siguiente deflector, perturbando las recirculaciones de la región exterior, dando lugar a una promoción del transporte radial de cantidad de movimiento.

Figura 3.4. Vista del plano lateral sembrado con burbujas de hidrógeno para distintos números de Reynolds neto (a) $Re_n = 45$, (b) $Re_n = 240$ y (c) $Re_n = 410$

A mayores números de Reynolds neto, $Re_n = 300$, el flujo se vuelve caótico, como muestran las Figura 3.3 (d) y 3.4 (c), del plano frontal y lateral, respectivamente. En ambas imágenes no puede distinguirse un patrón predecible y nos indican cualitativamente que se produce una mayor transferencia de masa en dirección radial ([124], vídeo 7).

3.2.2. Comportamiento del flujo en régimen oscilatorio

La Figura 3.5 muestra distintos instantes de un mismo ciclo de oscilación para un flujo con $Re_{osc} = 32$. Junto a cada imagen, una gráfica muestra la posición de la fase, correspondiente a la imagen, en el ciclo de oscilación. La Figura 3.5 (a) muestra un instante ligeramente anterior al inicio del ciclo positivo de oscilación, donde se puede observar la forma de las recirculaciones generadas durante el semiciclo negativo anterior, tanto en la celda de la izquierda como en la de la derecha. La Figura 3.5 (b) corresponde a un instante al poco de iniciarse el semiciclo positivo, para el que en la celda izquierda se aprecia la contracción del flujo aguas arriba del deflector, y la formación de los vórtices aguas abajo

del deflector por efecto del chorro central en la siguiente celda. En instantes posteriores (Figura 3.5 (c) y (d)), en la celda izquierda, se aprecia claramente el desplazamiento y crecimiento de estos vórtices hasta cubrir todo el espacio entre deflectores. En la celda izquierda se aprecia en mayor detalle el contorno del chorro central, que se expande al avanzar a lo largo de la celda (c) y su contracción al atravesar el siguiente deflector (d).

Figura 3.5. Vista del plano frontal sembrado con burbujas de hidrógeno para $Re_{osc} = 32$ (a) $\theta = -22^\circ$, (b) $\theta = 22^\circ$, (c) $\theta = 45^\circ$ y (d) $\theta = 90^\circ$. $x_0/D = 0,5$

En la Figura 3.6 se muestran distintas imágenes correspondientes a fases del semiciclo positivo de oscilación para el caso de $Re_{osc} = 121$, para el que se comienzan a observar asimetrías en el flujo. En las fases correspondientes a las imágenes (a) y (b) podemos observar la creación y desplazamiento de los vórtices, respectivamente, aguas abajo del deflector. En estas fases puede observarse una ligera pero apreciable asimetría en el contorno de burbujas. Esta asimetría se hace más evidente al avanzar el ciclo: en la imagen (c) se observa el impacto de los vórtices con el siguiente deflector dando lugar a un flujo tridimensional y perturbando el chorro central. Esto se hace más evidente al final del semiciclo positivo, imagen (d), donde se observa la significativa asimetría del chorro central y la complejidad de las estructuras producidas por los vórtices tras impactar con el siguiente deflector.

Figura 3.6. Vista del plano frontal sembrado con burbujas de hidrógeno para $Re_{osc} = 121$
 (a) $\theta = 72^\circ$, (b) $\theta = 100^\circ$, (c) $\theta = 135^\circ$ y (d) $\theta = 180^\circ$. $x_0/D = 0,5$

Para visualizar más claramente en qué condiciones el flujo pierde la simetría axial, se han obtenido además imágenes de la vista lateral. En la Figura 3.7 se muestra la fase correspondiente al final de semiciclo positivo, $\theta = 180^\circ$, para un número de Reynolds oscilatorio de (a) $Re_{osc} = 32$ y (b) $Re_{osc} = 150$. Para el caso con $Re_{osc} = 32$ se observa que tras el semiciclo positivo de oscilación todas las burbujas generadas se mantienen en el mismo plano, indicando que el flujo es simétrico axialmente. En cuanto al caso con $Re_{osc} = 158$, se observa que las burbujas se desplazan fuera de plano y se forman estructuras caóticas.

Figura 3.7. Vista del plano lateral sembrado con burbujas de hidrógeno en el instante final del semiciclo positivo, $\theta = 180^\circ$, para (a) $Re_{osc} = 32$ y (b) $Re_{osc} = 158$. $x_0/D = 0,5$

3.3. Resultados mediante Velocimetría por Imágenes de Partículas (PIV)

3.3.1. Comportamiento del flujo en régimen estacionario

Este apartado se centra en estudiar las características del flujo en condiciones de caudal neto sin flujo oscilatorio superpuesto. Uno de los principales aspectos a determinar es el comportamiento del flujo al llegar al régimen de transición, que ya se ha observado mediante los ensayos de visualización por burbujas de hidrógeno.

3.3.1.1. Campos de velocidad

Geometría MH1

En la Figura 3.8 se muestran los campos de velocidades promedio correspondientes a un número de Reynolds neto (a) $Re_n = 90$ y (b) $Re_n = 650$ que, de acuerdo con la visualización cualitativa del flujo evaluada en la sección anterior, corresponden a dos regímenes de operación con características propias de un flujo laminar y turbulento, respectivamente. En la Figura 3.8 (a), con $Re_n = 90$, se puede observar que, al igual que para los ensayos con burbujas de hidrógeno (Figura 3.3 (b)), el flujo consiste fundamentalmente en un cortocircuito entre los orificios de los deflectores, con el chorro central expandiéndose solo ligeramente. Aunque no tan apreciable como en el caso de los ensayos de burbujas de hidrógeno, se observa una gran recirculación que ocupa toda la longitud de la celda.

Para el caso con $Re_n = 650$, el campo de velocidades promedio es muy similar, si bien la expansión del flujo es más notable, alcanzándose mayores velocidades axiales en las regiones cercanas a las paredes al final de la celda. En este caso, la recirculación ha reducido su tamaño axial, si bien continúa ocupando más de la mitad de la longitud de la celda. Hay

que remarcar que este campo vectorial se ha obtenido al promediar los campos de velocidad instantáneos obtenidos a partir de 3000 pares de imágenes. No se identifican, por tanto, las fluctuaciones bruscas que se producen de forma instantánea, y que se identifican a modo de ejemplo en la Figura 3.9.

Figura 3.8. Campo de velocidad vectorial promediado en régimen estacionario

Para visualizar con mayor claridad el efecto del número de Reynolds neto en la recirculación formada aguas abajo del deflector, la Figura 3.10 muestra las características de esta región para sucesivos valores entre $Re_n = 90$ y $Re_n = 650$. Se observa cómo el flujo pasa de tener una recirculación que ocupa toda la celda y un chorro central que apenas se expande ($Re_n = 90$), a ir gradualmente reduciendo el tamaño de la recirculación por efecto de la mayor expansión del chorro central (en términos promedio), que es ocasionada por la pulsación del mismo que se desvía del eje central para impactar con las paredes del tubo y los deflectores, siendo más notable este efecto cuanto mayor es el número de Reynolds neto.

Figura 3.9. Campos de velocidad vectorial instantáneos en régimen estacionario para $Re_n = 650$. Geometría MH1.

Figura 3.10. Vista de la recirculación en el espacio entre deflectores para varios números de Reynolds neto. Geometría MH1.

En la Figura 3.11 se muestra el perfil de velocidad promediado, en la mitad de la celda para varios números de Reynolds neto y, a su vez, se muestra como referencia el perfil que correspondería al flujo laminar en un tubo liso del mismo diámetro interior. En todos los casos se aprecia la simetría del perfil de velocidades y la desviación del patrón que correspondería a un tubo liso, haciéndose evidente el efecto de la restricción de paso que provoca grandes velocidades en el centro del tubo y velocidades muy bajas cerca de las paredes. Se aprecia además la inversión del flujo asociada a la recirculación formada aguas abajo del deflector. Conforme aumenta el número de Reynolds se observa que la velocidad máxima disminuye y el perfil de velocidad promedio se hace relativamente más uniforme.

Figura 3.11. Perfiles de velocidad axial promedio en la posición axial correspondiente a la mitad de la celda. Geometría MH1.

Geometría MH3

En la Figura 3.12 (a) y (b) se muestran los campos de velocidad vectoriales para $Re_n = 15$ y $Re_n = 110$, respectivamente. Para $Re_n = 15$, el chorro inferior (formado por el orificio cortado por el plano de visualización) se expande a lo largo de la longitud de la celda. Se aprecia además otro chorro asociado a los otros dos deflectores. Es en la región superior a este chorro donde se aprecia la formación de una recirculación aguas abajo del deflector. Para $Re_n = 110$, no se produce apenas expansión de los chorros, siendo prácticamente un 'cortocircuito' entre orificios consecutivos. La recirculación superior crece hasta ocupar toda la longitud de la celda. Así, los patrones de flujo de la geometría MH3 presentan en régimen estacionario similitudes con los de la geometría MH1, con la expansión y contracción de los chorros y el tamaño de las recirculaciones como principales características.

En la Figura 3.13 se muestran los perfiles de velocidad adimensionales, medidos para la posición axial de la celda, para varios números de Reynolds neto. Se aprecia el chorro más intenso formado por el orificio cortado por el plano de visualización, y el efecto de la expansión de los chorros correspondientes a los otros dos orificios. Se observa que, a medida que aumenta el número de Reynolds neto, la menor expansión de los chorros lleva a velocidades más intensas en la mitad de la celda y, a su vez, aumenta la intensidad de la velocidad del flujo reverse en las recirculaciones.

Figura 3.12. Campo de velocidad vectorial promediado en régimen estacionario. Geometría MH3.

Figura 3.13. Perfiles de velocidad axial promedio en la posición axial correspondiente a la mitad de la celda. Geometría MH3.

3.3.1.2. Medida del nivel de turbulencia

Uno de los objetivos es estudiar la evolución del nivel de caos del flujo conforme se alcanza la región de transición. Por lo tanto, es necesario definir algún parámetro que permita cuantificar el nivel de caos. En este caso, se han utilizado dos: la intensidad turbulenta y la

energía de las componentes fluctuantes del campo de velocidades. Además, se ha calculado el ratio de velocidades axial-radial para estimar el nivel de mezclado.

El estudio se ha realizado únicamente para la geometría MH1, ya que en el rango para el que se ha estudiado la geometría MH3, $Re_n = 15 - 160$, no se han observado fluctuaciones significativas en los patrones de flujo.

Intensidad Turbulenta

La intensidad turbulenta se ha calculado en su forma ampliamente conocida, para la componente axial de la velocidad:

$$TI = \frac{u_{rms}}{\bar{u}} = \frac{\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (u - \bar{u})^2}{N}}}{\bar{u}} \quad (3.1)$$

siendo N el número de pares de imágenes analizados. Ahora bien, este valor dependerá de en qué región del flujo se mida la velocidad. Se ha tomado como punto representativo el correspondiente a la posición central de la celda, axial y radialmente. En la Figura 3.14 se muestra la evolución de la intensidad turbulenta en función del número de Reynolds neto.

Figura 3.14. Intensidad turbulenta en el punto central de la celda en función del número de Reynolds neto. Geometría MH1.

Se puede observar que por debajo de un número de Reynolds neto $Re_n \approx 170$ el valor de la intensidad turbulenta es relativamente reducido, $TI \approx 0,05$, valor que está asociado al error aleatorio derivado de la técnica PIV, con lo que esta región podría considerarse como laminar. Para mayores números de Reynolds, el valor de la intensidad turbulenta aumenta rápidamente en el rango $Re_n = 170 - 300$ hasta multiplicarse por 7, alcanzando un valor de $TI \approx 0,35$. Este tramo puede asociarse a la región de transición. Para mayores números de Reynolds neto el valor de la intensidad turbulenta parece mantenerse relativamente estable en el rango estudiado hasta $Re_n = 650$. De esta forma, los resultados de intensidad turbulenta corroboran las afirmaciones acerca de los rangos de los regímenes del flujo.

Los principales inconvenientes de este parámetro son que no representa el comportamiento del flujo en su conjunto y además es más sensible a las fluctuaciones asociadas al error aleatorio de medida que puedan darse en el punto de medida. Así, el siguiente parámetro de medida trata de dar solución a dichos problemas.

Energía de las componentes fluctuantes

La fracción de energía de las componentes fluctuantes se obtiene haciendo uso de la técnica de Análisis de las Componentes Principales, que aplicada específicamente a la Mecánica de Fluidos ha pasado a denominarse *Proper Orthogonal Decomposition* (POD, por sus siglas en inglés) [125]. El algoritmo POD permite descomponer el flujo en una serie de estructuras coherentes con una energía cinética asociada. En el Anexo E se recogen los detalles del algoritmo aplicado.

Las Figuras 3.15 y 3.16 muestran las 4 estructuras coherentes de mayor energía correspondientes a un caso de la región de transición, $Re_n = 220$, y otro en la región con flujo más caótico, $Re_n = 500$, respectivamente. Para cada modo se indica el porcentaje de energía cinética respecto a la energía total de todas las componentes fluctuantes del flujo, indicando así la importancia relativa del modo.

Figura 3.15. Primeros cuatro modos POD para $Re_n = 200$. Geometría MH1.

Los dos primeros modos para $Re_n = 220$ (Figura 3.15) representan una fracción significativa de la componente fluctuante del flujo (superior al 20 %). Esto implica que el flujo no es plenamente turbulento, pudiendo describirse solamente como inestable o pulsátil. Los dos primeros modos están relacionados con el chorro central desviándose del eje central hacia arriba (en el plano visualizado). El cuarto modo muestra un incremento de la velocidad en el eje del chorro central al final de la celda.

Para el caso con $Re_n = 500$ (Figura 3.16) se aprecia que los dos primeros corresponden a la desviación del chorro central en este caso hacia la región inferior del plano visualizado.

En cuanto al tercer y cuarto modo corresponden a desviaciones del chorro central hacia las paredes.

Las estructuras coherentes con mayor energía cinética observadas para el rango de números de Reynolds neto ensayado han sido similares a las mostradas, lo que hace posible afirmar que la estructura que domina la fluctuación del flujo es la inestabilidad del chorro central, que se desvía impactando con el siguiente deflector, elevando la velocidad local del flujo en las regiones cercanas a las paredes al final de la celda.

Figura 3.16. Primeros cuatro modos POD para $Re_n = 500$. Geometría MH1.

Para ver en mayor detalle el desarrollo de la turbulencia, en la Figura 3.17 se muestra la evolución de la energía cinética de los 4 primeros modos POD, como fracción de la energía total de las componentes fluctuantes, para distintos números de Reynolds netos. Se observa que para $Re_n = 90$ los primeros modos tienen valores relativamente bajos y no muy dispares, debido a que corresponden a fluctuaciones aleatorias asociadas a la técnica PIV. La visualización de los modos muestra que los mismos no presentan un patrón coherente o lógico. Para $Re_n = 220$, para el que estaríamos en la región de transición, se aprecia que la fracción de energía de los dos primeros modos juntos suma más del 20 %, lo cual es un valor muy significativo e indica que buena parte del flujo aparentemente caótico puede ser descrito como función de unas pocas estructuras coherentes. Para mayores números de Reynolds neto, se observa que los primeros modos pierden energía y el reparto de energía entre los primeros modos es más uniforme, lo cual indica que el flujo aumenta el nivel de turbulencia (una situación de turbulencia plena ideal correspondería a todos los modos POD con la misma fracción de energía).

Figura 3.17. Fracción de energía, de las componentes fluctuantes, de los 6 primeros modos POD para distintos números de Reynolds neto. Geometría MH1.

Finalmente, como parámetro característico para cuantificar el nivel de caos del flujo, se ha calculado la fracción de energía cinética de las componentes fluctuantes respecto al total, que se denominará como EF :

$$EF (\%) = \left(1 - \frac{\lambda_0}{\sum_{i=0}^N \lambda_i} \right) \cdot 100 \quad (3.2)$$

donde λ_0 es la energía cinética del campo de velocidades promedio y λ_i es la energía cinética del modo i para el total de N campos de velocidad medidos. En la Figura 3.18 se muestra la evolución de la fracción de energía de las componentes fluctuantes en función del número de Reynolds neto. Se observa que la tendencia es muy similar a la de la intensidad turbulenta, con valores muy reducidos, del orden de $EF = 2\%$ para $Re_n < 190$, indicando el fin de la región de laminar, para después aumentar significativamente en la región de transición $Re_n = 190 - 300$, y estabilizarse para valores $Re_n > 300$ en valores del 15-20 %, si bien con una tendencia ligeramente creciente respecto a lo observado para la intensidad turbulenta. Así, podemos concluir que ambos parámetros son coherentes y nos proporcionan información del nivel de caos del flujo de forma similar.

Ratio de velocidades axial-radial

El ratio de velocidades axial-radial es un parámetro que ha sido ampliamente utilizado en la bibliografía para cuantificar el nivel de mezclado en OBRs [34,35]. Si bien su principal uso ha sido la evaluación del mezclado en flujos oscilatorios, en este apartado se aplica a un flujo estacionario para cuantificar el transporte convectivo en dirección radial, el cual está relacionado también con el nivel de caos del flujo.

Figura 3.18. Fracción de energía de las componentes fluctuantes en función del número de Reynolds neto. Geometría MH1.

El cálculo del ratio de velocidades axial-radial para cada campo de velocidad instantáneo correspondiente, en el instante t_i , se realiza mediante la expresión:

$$R_v(t_i) = \frac{\sum_{j=1}^{n_w} |u_j(t_i)| \cdot V_j}{\sum_{j=1}^{n_w} |v_j(t_i)| \cdot V_j} \quad (3.3)$$

donde n_w es el número de ventanas de interrogación para los que se ha calculado el vector velocidad correspondiente. Al no disponerse de la componente de velocidad en la dirección perpendicular al plano de velocidad, solamente se ha considerado la componente transversal, v , en el cálculo. V_j es el volumen asociado a cada ventana de interrogación: si bien todas tienen la misma área transversal, la variación del radio modifica el volumen del sector anular representativo de cada una de ellas. Así, el cálculo del ratio de velocidades axial-radial se simplifica a:

$$R_v(t_i) = \frac{\sum_{j=1}^{n_w} |u_j(t_i)| \cdot r_j}{\sum_{j=1}^{n_w} |v_j(t_i)| \cdot r_j} \quad (3.4)$$

donde r_j es la distancia del centro de la ventana de interrogación j al eje del tubo.

En la Figura 3.19 se muestra la variación del ratio de velocidades axial-radial promedio con el número de Reynolds neto. Se puede apreciar el drástico descenso del ratio axial-radial en $Re_n = 100$ causado por el inicio de la transición, desde un valor de $R_v = 14$ hasta $R_v = 6$ para $Re_n = 250$, indicando el elevado incremento del peso de la componente radial del flujo por efecto de la pulsación del chorro central. A partir de dicho valor, la variación es notablemente más suave, tendiendo asintóticamente a un valor aproximado de $\bar{R}_v = 4,5$.

Figura 3.19. Ratio de velocidades axial-radial en función del número de Reynolds neto. Geometría MH1.

3.3.2. Comportamiento del flujo en régimen oscilatorio

La naturaleza dinámica del flujo oscilatorio hace imposible recoger la complejidad del flujo a lo largo de todo el ciclo de oscilación. Es por ello que los resultados que se recogen en este apartado correspondiente únicamente a 8 fases del ciclo de oscilación, que se han mostrado en la Figura 3.2.

3.3.2.1. Periodicidad temporal del flujo

El principal aspecto del flujo a determinar es si presenta un comportamiento periódico en el tiempo, esto es, si el patrón de flujo es idéntico en cualquier ciclo de oscilación para una misma fase del ciclo. Para estudiar la periodicidad se comparan, para unas condiciones del flujo, una misma fase para distintos ciclos de oscilación. En las Figuras 3.20 y 3.21, se muestra la fase del ciclo $\theta = 180^\circ$ durante 4 ciclos de oscilación distintos para un $Re_{osc} = 51$ y para $Re_{osc} = 175$, respectivamente.

Como se puede observar, el patrón de flujo en el instante del ciclo medido es prácticamente idéntico para los 4 ciclos mostrados. Además, se aprecia la simetría axial del flujo. Lo mismo se observó para el resto de las fases del ciclo, lo que indica la periodicidad temporal del flujo y que este presenta un comportamiento laminar.

Al aumentar el número de Reynolds oscilatorio a $Re_{osc} = 175$ se observa que se pierde la simetría y la periodicidad temporal del flujo, lo cual está relacionado con el comportamiento caótico del flujo.

Figura 3.20. Campos vectoriales de velocidad para $Re_{osc} = 51$, fase de oscilación $\theta = 180^\circ$, en 4 de los ciclos de oscilación adquiridos

Figura 3.21. Campos vectoriales de velocidad para $Re_{osc} = 175$, fase de oscilación $\theta = 180^\circ$, en 4 de los ciclos de oscilación adquiridos. $x_0/D = 0,5$

Para visualizar más claramente la periodicidad del flujo, se representan en la Figura 3.22 los perfiles de velocidad en el centro de la celda, correspondientes a los dos casos anteriores. Se aprecia que para un $Re_{osc} = 51$ el perfil de velocidades es prácticamente idéntico para distintos ciclos de oscilación y que las desviaciones observadas están dentro de la incertidumbre propia de la medida. En cuanto al caso con mayor número de Reynolds oscilatorio, $Re_{osc} = 175$, se aprecia la gran disparidad entre los perfiles de velocidad para distintos ciclos.

(a) $Re_{osc} = 51$ (b) $Re_{osc} = 130$

Figura 3.22. Perfiles de velocidad axial (en la mitad de la celda) para la fase $\theta = 180^\circ$ en 4 ciclos de oscilación distintos. $x_0/D = 0,5$

3.3.2.2. Evolución del flujo a lo largo del ciclo de oscilación

En este apartado se estudia más detalladamente el comportamiento de los patrones de flujo a lo largo de un ciclo de oscilación.

Geometría MH1

La Figura 3.23 muestra, para un $Re_{osc} = 51$, los patrones de flujo correspondientes a 8 fases del ciclo equiespaciadas a lo largo de un ciclo de oscilación.

En la fase $\theta = 90^\circ$, la de mayor velocidad media, el flujo se caracteriza por el chorro central provocado por la contracción de área en el deflector. Todavía puede observarse la expansión y contracción del chorro en la zona superior de la celda. El frente de la recirculación (donde los vectores de velocidad cambian el sentido de la velocidad axial) se encuentra avanzando aguas abajo, todavía a una posición axial algo superior a la mitad de la celda. En la fase $\theta = 135^\circ$ el chorro central ya ha evolucionado hasta ocupar todo el espacio entre deflectores, sin apreciarse apenas expansión o contracción significativa del mismo. El frente de la recirculación ya ha avanzado hasta alcanzar el final de la celda.

Figura 3.23. Campos vectoriales de velocidad promediados en fase para $Re_{osc} = 51$ para 8 fases del ciclo de oscilación. $x_0/D = 0,5$

La fase $\theta = 180^\circ$ es la correspondiente a velocidad media nula, aunque se puede comprobar que el flujo dista mucho de estar en reposo. Se aprecia que el chorro central todavía está presente debido a la inercia del flujo, y que este todavía mantiene las recirculaciones a ambos lados. En la fase $\theta = 225^\circ$ se produce la inversión del flujo, y se

puede observar el inicio de la formación del chorro central a la par de las recirculaciones que posteriormente se desarrollarán hasta ocupar todo el espacio entre deflectores.

La Figura 3.24 muestra la evolución del perfil de velocidades promediado en fase en la mitad de la celda a lo largo de un ciclo de oscilación. La velocidad axial se ha adimensionalizado con la velocidad media máxima del flujo oscilatorio ($2\pi f x_0$). En la figura se hace más evidente la simetría del flujo en el semiciclo positivo y negativo, y cómo en ambos casos la velocidad máxima es del orden de la que habría en un orificio con velocidad uniforme y la misma restricción de área de paso $S = 0,25$: $\bar{u}/(2\pi f x_0) = 4$.

Figura 3.24. Evolución del perfil de velocidades para 8 fases del ciclo de oscilación, $Re_{osc} = 51$, $x_0/D = 0,5$

Es de destacar la gran diferencia en el comportamiento del flujo para las fases $\theta = 135^\circ$ y $\theta = 225^\circ$, que tienen la misma velocidad media, pero se encuentran respectivamente en fases de aceleración y deceleración, de forma que uno se encuentra ante un fluido con cierta inercia en el mismo sentido mientras que el otro se encuentra con un fluido con inercia en el sentido opuesto. Esto justifica la gran diferencia en la forma del chorro generado y hace patente la gran limitación del modelo cuasi estacionario que se discutirá en el capítulo 4. Este modelo asume que el comportamiento en cualquier fase del ciclo es equivalente al de un flujo estacionario con la misma velocidad media, sin embargo, el patrón de flujo durante la fase de aceleración y desaceleración es completamente distinto y, por tanto, es de esperar que lo sea la señal oscilatoria de caída de presión.

En la Figura 3.25 se muestran los campos vectoriales de velocidad promediados en fase para 4 fases del ciclo de oscilación correspondientes a un caso con un comportamiento

caótico del flujo, $Re_{osc} = 175$. Se han omitido las otras 4 fases por presentar un patrón de flujo prácticamente simétrico respecto a las 4 primeras.

Figura 3.25. Campos vectoriales de velocidad promediados en fase para $Re_{osc} = 175$ para 4 fases del ciclo de oscilación. $x_0/D = 0,5$

Se observa que, en líneas generales, el comportamiento promediado en fase del flujo a lo largo del ciclo es similar al caso laminar. Se aprecia la expansión y contracción del chorro

central para la fase $\theta = 90^\circ$, el desarrollo del chorro y el avance de las recirculaciones hasta la fase $\theta = 135^\circ$. Para la fase $\theta = 180^\circ$, correspondiente a velocidad media nula, se observó que los patrones de flujo para los distintos ciclos presentaban una gran disparidad, lo cual se aprecia en que el campo de velocidad promedio todavía muestra asimetrías. En la fase $\theta = 225^\circ$ se observa de nuevo la formación de los vórtices durante la inversión del flujo.

Para observar en mayor detalle el comportamiento caótico del flujo, en la Figura 3.26 se muestran las 8 fases del ciclo para el caso anterior sin promediar, durante el primer ciclo de oscilación medido.

Figura 3.26. Campos vectoriales de velocidad instantáneos para $Re_{osc} = 175$ para 8 fases del ciclo de oscilación. $x_0/D = 0,5$

Las fases de mayor velocidad del flujo, $\theta = 90^\circ$ y $\theta = 270^\circ$ durante el semiciclo positivo y negativo, respectivamente, no muestran grandes diferencias respecto al caso laminar. Cabe destacar que el chorro central muestra ahora un nivel de asimetría apreciable. En cuanto a las fases intermedias, durante la aceleración del flujo, $\theta = 135^\circ$ y $\theta = 315^\circ$, se

aprecia una mayor asimetría con el chorro siguiendo una trayectoria sinuosa y la formación de un mayor número de recirculaciones. Las fases con velocidad nula, $\theta = 0^\circ$ y $\theta = 180^\circ$, son las que presentan un comportamiento más caótico: el chorro central, que en el caso laminar era simétrico, ahora se desplaza sin seguir una dirección clara, formándose además un número variable de recirculaciones en el plano visualizado. En las fases de inversión del flujo respecto a la fase anterior, fases $\theta = 45^\circ$ y $\theta = 225^\circ$, se observa igualmente la formación del chorro central junto con las recirculaciones, si bien con un alto grado de asimetría.

Geometría MH3

La Figura 3.27 muestra, para un $Re_{osc} = 45$, los patrones de flujo correspondientes a 8 fases del ciclo equiespaciadas a lo largo de un ciclo de oscilación.

En la fase $\theta = 90^\circ$, el flujo se caracteriza por el chorro central formado por el orificio cortado por el plano visualización y por los otros dos orificios. La recirculación ocupa toda la longitud de la celda. En la fase $\theta = 135^\circ$ no se observan cambios notables en el patrón de flujo.

En la fase $\theta = 180^\circ$, correspondiente a velocidad media nula, se observa que el fluido no está en reposo, sino que la inercia lleva a que la recirculación principal se mantenga. Además, se aprecia una segunda recirculación de menor tamaño entre el chorro principal y la pared del tubo, en el extremo superior de la celda. En la fase $\theta = 225^\circ$ se observa la inversión del flujo y el comienzo de la formación de la recirculación principal aguas abajo del deflector.

Figura 3.27. Campos vectoriales de velocidad instantáneos para $Re_{osc} = 45$ para 8 fases del ciclo de oscilación. $x_0/D = 0,5$

Los patrones de flujo del resto de fases (correspondientes al semiciclo negativo de oscilación) son en gran medida similares a los anteriores, cambiando únicamente el sentido del flujo, lo que indica el comportamiento laminar del flujo. Las diferencias (mayores que en el caso de la geometría MH1) pueden justificarse por posibles errores de alineación del plano de visualización. A esto hay que añadir que la falta de simetría axial del flujo hace imposible estimar el caudal volumétrico a lo largo del ciclo de oscilación, con lo que el inicio del ciclo se ha estimado a partir de la evolución de la velocidad axial en el punto central de la celda.

3.3.3. Comportamiento del flujo en régimen compuesto

Esta sección se centra en estudiar el efecto en los patrones de flujo de la superposición del caudal neto al flujo oscilatorio, lo que corresponde a las condiciones habituales de trabajo de los OBRs, operando en modo continuo.

3.3.3.1. Efecto del ratio de velocidades

Para este estudio se ha seleccionado un caudal neto tal que permita estudiar, con las frecuencias de oscilación ya estudiadas, un rango de ratios de velocidades amplio y que pueda darse en la práctica. Así, se ha mantenido un caudal neto de 20 kg/h aproximadamente, que permite estudiar el rango de $1,5 < \Psi < 5$. En primer lugar, se han ensayado las cuatro frecuencias estudiadas para el caso oscilatorio puro con el caudal neto superpuesto, operando a temperatura ambiente, con lo que los números de Reynolds oscilatorio ensayados son prácticamente los mismos. En la Figura 3.28 se muestran los patrones de flujo promediados en fase para las 8 fases del ciclo de oscilación para el caso con $Re_{osc} = 51$ y $\Psi = 1,5$. Previamente se ha verificado que el flujo presenta periodicidad temporal.

Figura 3.28. Campos vectoriales de velocidad promediados en fase para $Re_{osc} = 51$ y $\Psi = 1,5$ para 8 fases del ciclo de oscilación. $x_0/D = 0,5$

Se puede comprobar que, para las fases $\theta = 90^\circ$, $\theta = 135^\circ$ y $\theta = 180^\circ$, el patrón de flujo muestra grandes similitudes con el de la fase $\theta = 135^\circ$ del caso oscilatorio puro, donde el chorro central ocupa todo el espacio entre deflectores. La mayor duración a lo largo del ciclo de este patrón es debida a que el caudal neto superpuesto mantiene las altas

velocidades durante más tiempo a lo largo del semiciclo positivo. La fase $\theta = 225^\circ$ es similar a la fase $\theta = 180^\circ$ del caso oscilatorio puro, cuando se comienza a apreciar el efecto de la deceleración del flujo en la pérdida de intensidad del chorro aguas abajo del primer deflector. En la fase $\theta = 270^\circ$ comienza a producirse la inversión del flujo y corresponde al máximo de la velocidad media en el semiciclo negativo. Vuelve a observarse la generación de los vórtices aguas abajo del deflector. En la fase $\theta = 315^\circ$ se observa el desplazamiento y crecimiento de los vórtices junto con el chorro central, si bien apenas llegan a alcanzar la mitad de la longitud de la celda. En la fase $\theta = 0^\circ$ el proceso se ha revertido, generándose los vórtices aguas abajo de los deflectores, ahora en el sentido contrario. Finalmente, en la fase $\theta = 45^\circ$ podemos apreciar un patrón muy similar a la fase $\theta = 90^\circ$ del flujo oscilatorio puro, con el chorro central y las recirculaciones ocupando casi toda la celda.

En definitiva, se ha determinado que las características del flujo son muy similares a las de un flujo oscilatorio puro durante buena parte del ciclo de oscilación. Sin embargo, el gran peso de la componente neta, $\Psi = 1,5$, hace que no se alcance un buen mezclado durante el semiciclo negativo y buena parte del ciclo el flujo comporte de forma similar al que habría con un flujo estacionario, con un cortocircuito entre deflectores.

La Figura 3.29 permite identificar el efecto del ratio de velocidades. Los resultados se han obtenido para el mismo caudal neto del caso anterior, con $Re_{osc} = 175$ y $\Psi = 3,5$. Ya que se desea determinar el comportamiento general del flujo en comparación con el caso oscilatorio puro, se han representado los campos vectoriales promediados en fase.

$\theta = 90^\circ$ $\theta = 135^\circ$ $\theta = 180^\circ$ $\theta = 225^\circ$

Figura 3.29. Campos vectoriales de velocidad promediados en fase para $Re_{osc} = 175$ y $\Psi = 3,5$ para 8 fases del ciclo de oscilación. $x_0/D = 0,5$

En este caso el comportamiento es muy similar al de un flujo oscilatorio puro, como se puede observar en la inversión del flujo en la fase $\theta = 225^\circ$ junto con el crecimiento del chorro y las recirculaciones durante el semiciclo negativo en las fases $\theta = 270^\circ$ y $\theta = 315^\circ$. Sin embargo, todavía es apreciable el efecto de la componente neta en el adelanto de la fase en la que se invierte el flujo, que ahora se observa en la fase $\theta = 0^\circ$, mientras que para el oscilatorio puro se producía en la fase $\theta = 45^\circ$ del ciclo. Así, a altos ratios de velocidades, $\Psi = 3,5$, el efecto del caudal neto todavía es notable, perdiéndose la simetría temporal que existía para el caso oscilatorio puro.

3.3.3.2. Efecto de la viscosidad del fluido

En este apartado se estudia el efecto sobre el comportamiento del flujo de la viscosidad del fluido, que afecta por igual al número de Reynolds neto y oscilatorio. Así, se comprobará qué efecto tiene mantener el ratio de velocidades pero aumentando en la misma proporción el caudal neto y oscilatorio. Para ello, se ha seleccionado dos casos con $\Psi = 1,7$, el primero con $Re_n = 28$ y $Re_{osc} = 51$ (Figura 3.30) y el segundo con $Re_n = 54$ y $Re_{osc} = 90$ (Figura 3.31).

Figura 3.30. Campos vectoriales de velocidad promediado en fase e instantáneos para $\Psi = 1,7$ y $Re_n = 28$ para la fase $\theta = 225^\circ$ del ciclo de oscilación

Figura 3.31. Campos vectoriales de velocidad instantáneos para $\Psi = 1,7$ y $Re_n = 54$ para la fase $\theta = 225^\circ$ del ciclo de oscilación. $x_0/D = 0,5$

En el primer caso puede observarse que el flujo es periódico temporalmente, pues los campos de velocidad instantáneos y el promediado en fase no presentan diferencias. Sin embargo, al aumentar proporcionalmente los números de Reynolds neto y oscilatorio

vemos que el flujo se vuelve caótico y se pierde la periodicidad, lo que debe tener un gran efecto en el nivel de mezclado en dirección radial.

Esto justifica que el nivel del mezclado no sea función únicamente del ratio de velocidades, como ya observaron Stonestreet y van der Veen [14], al comprobar que, para un mismo ratio de velocidades, un mayor número de Reynolds neto aumentaba la eficiencia del mezclado (calculado como el número de tanques agitadores en serie equivalentes).

3.3.3.3. Estimación de la intensidad del mezclado

Como ya se comentó para el estudio del régimen estacionario, el ratio de velocidades axial-radial se ha utilizado ampliamente para evaluar la intensidad del mezclado en OBRs.

El parámetro se calcula para cada fase del ciclo de oscilación de forma idéntica al caso estacionario. Ahora bien, al promediar esta variable a lo largo del ciclo hay que prestar atención al hecho de que durante ciertos instantes puede presentar un valor muy elevado, como por ejemplo en la fase de máxima velocidad media del flujo, cuando el flujo se reduce prácticamente a un cortocircuito entre los orificios de los deflectores. Para evitar que estos instantes dominen en el promediado, Manninen et al. [35] proponen calcular el promediado como la inversa del promediado de las inversas de los valores instantáneos, para así atenuar el efecto de los valores pico que pueden darse localmente en el ciclo:

$$\bar{R}_v = \left[\sum_{i=1}^{n_s} \frac{1}{R_v(t_i)} \right]^{-1} \quad (3.5)$$

donde n_s es el número de pares de imágenes analizados a lo largo de un ciclo de oscilación.

Aunque no es sencillo establecer un valor de $\bar{R}_v$ que garantice un mezclado adecuado, estudios previos [126] comprobaron que un valor $\bar{R}_v < 3,5$ garantiza un buen mezclado. Los autores utilizaron también los resultados de un campo de velocidades bidimensional, lo que nos permite usar dicho valor como una referencia adecuada.

En la Figura 3.32 se muestran los resultados del ratio de velocidades axial-radial en función del ratio de velocidades para dos valores del número de Reynolds neto. Como se puede apreciar, para ambos casos, a bajas relaciones de velocidades, del orden de $\Psi = 1$, se obtienen valores del ratio de velocidades muy elevados, del orden de $\bar{R}_v = 8 - 9$, lo cual implica que el flujo está dominado por su componente axial, en este caso debido al cortocircuito del flujo entre los deflectores, que predomina sobre el mezclado radial promovido por la oscilación del flujo, lo que lleva a un mezclado pobre.

Para mayores valores del ratio de velocidades, $\Psi \sim 2$, se produce un drástico descenso en el ratio de velocidades, llevando a valores aceptables del mezclado según el criterio de Fitch et al. [126] en el caso de $Re_n = 55$, al que corresponde un $Re_{osc} = 90$. Sin embargo, vemos que para $Re_n = 27$ con $Re_{osc} = 51$ el mezclado es de menor intensidad, sin alcanzarse un valor adecuado, que no se alcanza hasta un ratio de velocidades de $\Psi \sim 4,5$. Esto confirma que, para obtener un mezclado de calidad, no es suficiente con garantizar un ratio de velocidades $\Psi > 2$ sino que el nivel del Re_{osc} es también influyente. Lo que sí podemos concluir es que el ratio de velocidades axial-radial disminuye, mejorándose el mezclado, conforme aumenta el ratio de velocidades, y que el mezclado es mejor para un mismo ratio de velocidades cuanto mayor es el número de Reynolds neto (u oscilatorio, ya que serían proporcionales).

Figura 3.32. Ratio de velocidades axial-radial en función del ratio de velocidades para dos números de Reynolds neto

Para comprobar el efecto aislado del número de Reynolds oscilatorio, en la Figura 3.33 se muestran los resultados anteriores en función del número de Reynolds oscilatorio, junto con los resultados para flujo oscilatorio puro, que corresponderían a un ratio de velocidades $\Psi = \infty$.

Figura 3.33. Ratio de velocidades axial-radial en función del ratio de velocidades para dos números de Reynolds neto

La dispersión de los datos no permite obtener conclusiones claras del efecto del caudal neto sobre el mezclado para un mismo número de Reynolds oscilatorio. Además, la interacción de ambos caudales es un mecanismo complejo, ya que por un lado la componente neta aumenta la componente axial cuando el flujo es laminar, pero también puede acelerar la

aparición de las fluctuaciones y el caos durante parte del ciclo, lo cual intensificaría el nivel de mezclado. Sin embargo, de la gráfica sí podemos extraer que, para todos los casos estudiados, se alcanza un mezclado adecuado para un $Re_{osc} \approx 130$ con lo que esta sería la condición a añadir de cara a un diseño orientado al mezclado. Así, además de un ratio de velocidades $\Psi \geq 2$ conviene asegurar que la intensidad de la oscilación garantiza que $Re_{osc} \geq 130$.

3.4. Conclusiones

- En régimen estacionario, se han observado las características del flujo para la geometría MH1 en el rango $100 < Re_n < 650$ mediante las técnicas de visualización por burbujas de hidrógeno y PIV. Con ambas técnicas se ha comprobado que flujo presenta un comportamiento laminar para aproximadamente $Re_n < 120$ estando formado el flujo por un chorro central y una gran recirculación aguas abajo del deflector. Por encima de $Re_n \approx 120$ el flujo se vuelve pulsátil e inestable.
- Para la geometría MH1, se ha comprobado que por encima de $Re_n \approx 120$ se produce un aumento de la intensidad turbulenta, un aumento de la energía cinética de las componentes fluctuantes del flujo y una reducción de la relación de velocidades axial-radial, indicando en todos los casos el desarrollo de un flujo más caótico y una intensificación del mezclado.
- Para la geometría MH3 se han observado características similares en los patrones de flujo: la expansión y contracción de los chorros formados y la generación de las recirculaciones aguas abajo de los deflectores. Sin embargo, no ha sido posible detectar un inicio claro de la transición en el rango estudiado: $Re_n < 120$.
- Para la geometría MH1, en régimen oscilatorio, se ha observado la simetría del flujo y la periodicidad temporal del mismo para $Re_{osc} < 130$, indicando un comportamiento laminar. En los semiciclos positivo y negativo se forman recirculaciones aguas abajo de los deflectores que crecen a lo largo de la celda. Por encima de $Re_{osc} \approx 130$, el flujo se vuelve asimétrico y tridimensional pudiendo observarse la formación de varios vórtices a lo largo de cada semiciclo de oscilación. En cuanto a la geometría MH3, se ha observado un comportamiento similar en régimen laminar pero no ha sido posible apreciar una asimetría significativa del flujo en el rango estudiado, $Re_{osc} < 160$.
- Para la geometría MH1 en régimen compuesto (caudal neto con oscilatorio superpuesto), se ha comprobado que es necesaria una relación de velocidades suficientemente alta, $\Psi \approx 3$, para que durante el semiciclo negativo los vórtices generados puedan viajar a lo largo de toda la celda.
- El efecto del aumento del ratio de velocidades y del número de Reynolds oscilatorio es aumentar la intensidad del mezclado (disminuyendo el ratio de velocidades axial-radial, $\bar{R}_v$). Para alcanzar un mezclado adecuado ($\bar{R}_v < 3,5$) es necesario, además de un ratio de velocidades alto ($\Psi \geq 2$) un número de Reynolds oscilatorio suficientemente alto, $Re_{osc} \geq 130$.

4 Caracterización de la caída de presión y la disipación de potencia

La potencia de los OBRs es un aspecto clave en el diseño de los mismos, y quizás el menos estudiado en la bibliografía. Este capítulo se centra en proporcionar y discutir resultados experimentales de los requisitos de potencia de estos dispositivos. En primer lugar, hay que remarcar que el consumo de potencia total viene dado por dos componentes:

- Potencia de bombeo del caudal neto, necesaria para impulsar el caudal neto a través de la sección con los deflectores insertados.
- Potencia de accionamiento del oscilador, encargado de hacer oscilar el fluido en la sección con los deflectores insertados.

La interacción entre las componentes neta y oscilatoria del caudal instantáneo que atraviesa el OBR dificulta el análisis de este problema, puesto que la disipación de potencia en el oscilador se ve afectado por el caudal neto, y el consumo de potencia en el sistema de bombeo se ve afectado por el caudal oscilatorio superpuesto.

En la práctica, los OBRs trabajan con una relación de caudal oscilatorio/neto grande ($\Psi > 2$), lo que hace que el efecto más significativo sea el del caudal oscilatorio sobre el consumo del caudal neto. Sin embargo, no ha sido posible medir con una precisión adecuada este efecto. Esto se debe a que la elevada componente oscilatoria lleva a requerir sensores de presión con un rango de medida amplio, lo que, por el contrario, supone una baja precisión en la caída de presión neta, que es muy reducida. Así, este aspecto es únicamente discutido en el Anexo F, donde se proporciona una aproximación al problema de forma simplificada analíticamente.

4.1. Resultados de caída de presión en régimen estacionario

En este apartado se presentan los resultados correspondientes a los ensayos de presión en régimen estacionario, esto es, sin la oscilación superpuesta del flujo. Los ensayos se han realizado conforme a la metodología presentada en el apartado 2.1.3.

Como fluido de ensayo se ha utilizado propilenglicol puro en un rango de temperaturas entre 15 y 60 °C. Esto ha permitido variar la viscosidad del fluido de trabajo, permitiendo ampliar el rango de números de Reynolds neto investigado, así como comprobar la correcta adimensionalización de resultados obtenidos con fluidos de trabajo que presentan distintas propiedades termofísicas.

La caída de presión a través de una celda formada por dos deflectores consecutivos está ocasionada por los efectos simultáneos de esfuerzo cortante en la pared y las fuerzas de presión ejercidas por el flujo sobre los deflectores. En este caso, se espera que la componente que contribuye mayoritariamente a la caída de presión sea la originada por las fuerzas de presión, ya que los deflectores transversales provocan una restricción brusca al paso del fluido. Esto provoca una diferencia de presión entre la región previa a los deflectores, donde el flujo en expansión es frenado por los deflectores, y la región aguas abajo de los deflectores, donde se forma una recirculación con una reducción de la presión estática, asociada al desprendimiento del flujo.

Geometría MH1

En la Figura 4.1 (a) se muestra el factor de fricción de Fanning neto en función del número de Reynolds neto para la geometría uniorificio, MH1. El número de Reynolds neto se ha definido utilizando como dimensión característica el diámetro del tubo liso en el que se insertan los deflectores, despreciando así el efecto de las varillas. Como referencia se incluye la curva del factor de fricción teórico correspondiente a un tubo liso en régimen laminar, $f = 16/Re$. Además, se representa el factor de fricción correspondiente a la caída de presión que tendría lugar si el comportamiento fuese equivalente al de una serie de deflectores independientes, con un coeficiente de orificio $C_0 = 0,8$ (Ecuación (1.13)).

La Figura 4.1 (b) muestra la desviación típica de las señales de caída de presión, que fueron adquiridas con el conjunto de sensores de presión diferencial SMAR usando una frecuencia de muestreo de 2 Hz. Los resultados están divididos entre el valor medio de la caída de presión, y se presentan frente al número de Reynolds neto, lo que permite añadir información adicional acerca del comportamiento del flujo en las distintas regiones [127].

Se observa que la forma de la curva del factor de fricción de Fanning es muy similar a la de un tubo liso, con una transición brusca a la turbulencia. Esto ha permitido distinguir los distintos regímenes del flujo:

Región I. Flujo laminar: $Re_n < 165$

En primer lugar, podemos destacar que el final de la región laminar se produce a un número de Reynolds neto mucho más bajo, del orden de $Re_n = 150$, que al que ocurre en un tubo liso, aproximadamente 2300. Este adelanto de la transición es esperado, ya que estos dispositivos actúan como promotores de la turbulencia al aumentar sustancialmente la velocidad media del fluido (cuatro veces en el caso de la restricción de paso seleccionada, $S = 0,25$). Esto genera altos gradientes de velocidad entre el chorro central y las regiones más cercanas a la pared, donde el fluido se desplaza a mucha menor velocidad, lo que en última instancia provoca la inestabilidad del flujo.

Se observa que el factor de fricción es muy superior a la de un tubo liso operando en las mismas condiciones debido a la caída de presión que suponen los deflectores. En la región laminar, $Re_n < 150$, el aumento del factor de fricción es del orden de 8 veces el de un tubo liso ($f_n = 16/Re_n$).

La desviación estándar de las medidas en este tramo es inferior al 0,5 %, y puede ser atribuida al ruido eléctrico de los sensores de medida. Así, los resultados concuerdan con el comportamiento laminar del flujo.

(a)

(b)

Figura 4.1. Factor de fricción de Fanning neto (a) y desviación estándar de la medida de la caída de presión (b) en función del número de Reynolds neto. Geometría MH1

Región II. Flujo transicional: $165 < Re_n < 235$

El aumento abrupto del factor de fricción indica el inicio de la transición a la turbulencia. En este estrecho rango de números de Reynolds neto, se produce un aumento drástico de la desviación estándar de las medidas, hasta alcanzar valores superiores al 4 %. Este resultado concuerda con los patrones de flujo observados mediante visualización por burbujas de hidrógeno (apartado 3.2.1), donde en este rango el flujo se vuelve pulsátil.

Región III. Flujo cuasi turbulento: $235 < Re_n < 490$

Esta región se caracteriza por una reducción significativa de la pendiente del factor de fricción. A su vez, las fluctuaciones en la medida de presión se reducen en esta región, que puede distinguirse porque la turbulencia no está completamente desarrollada y, en este caso, porque una correlación obtenida para la región de flujo turbulento sobreestimaría el factor de fricción.

Región IV. Flujo turbulento: $Re_n > 490$

La evolución de la desviación estándar de las medidas de caída de presión no permite delimitar las regiones cuasi y plenamente turbulentas: ambas se caracterizan por un valor relativamente estable de la desviación estándar $\sigma(\Delta p)/\overline{\Delta p} \approx 2\%$, que es significativamente superior al observado en la región laminar. Sin embargo, la pendiente del factor de fricción alcanza un valor estable en la representación logarítmica de la Figura 4.1 (a), y esta característica es la que se utiliza para establecer, de forma indirecta, la aparición del flujo plenamente turbulento⁵.

Se observa que la caída de presión producida en la región turbulenta es mucho menor que la correspondiente a una serie de deflectores independientes con $C_0 = 0,8$. Esto es justificable por la interacción del flujo entre deflectores consecutivos, que se encuentran a una distancia relativamente reducida de $1,5 D$. El flujo (básicamente un chorro central con recirculaciones, como se vio en el apartado 3.2.1 para altos números de Reynolds neto) no sufre una restricción del área de paso significativa al llegar al siguiente deflector, pues no ha recorrido la distancia necesaria para expandirse tras el paso por el deflector anterior.

Delimitación de los regímenes del flujo

La delimitación de los distintos regímenes del flujo a partir de la curva del factor de fricción no siempre es fácil, pues habitualmente no se establecen criterios objetivos para ello. Sin embargo, en la bibliografía se han propuesto ciertas aproximaciones, aplicadas fundamentalmente al tubo liso y que se utilizan como base para el análisis de las geometrías estudiadas.

La metodología fue propuesta recientemente por Everts y Meyer [128], basada en el estudio de la variación del factor de fricción frente al número de Reynolds. Para la geometría MH1 se muestran las derivadas primera y segunda del factor de fricción de Fanning respecto al número de Reynolds neto en la Figura 4.2, (a) y (b), respectivamente.

Inicio de la región de flujo laminar

El fin de la región laminar (I), punto l en la Figura 4.2 (a), corresponde al punto de menor valor del factor de fricción, por lo tanto, la derivada primera debe ser nula, lo que corresponde al punto $Re_{n,l} \approx 167$, que ha sido obtenido mediante interpolación lineal.

Inicio de la región de flujo cuasi turbulento

La región de transición (II) es fácil de delimitar, aunque presenta un comportamiento similar a la región cuasi turbulenta. En este caso se ha optado por determinar su punto medio como el punto en que la derivada segunda se hace nula, que corresponde al punto de

⁵ Este es el mismo criterio utilizado en tubo liso donde, si bien se acepta en general que el flujo es turbulento para $Re_n > 4000$ el flujo no es plenamente turbulento hasta $Re_n > 10000$. Para determinar rigurosamente el carácter plenamente turbulento es necesario recurrir a medidas no estacionarias de velocidad, que permitan describir el espectro de la turbulencia. Sin embargo, en esta Tesis se ha seguido una aproximación más aplicada a partir de las curvas del factor de fricción y del número de Nusselt.

máxima pendiente en la curva del factor de fricción. En la Figura 4.2 (b) puede comprobarse que el punto medio de la región de transición corresponde al número de Reynolds neto para el cual la curva de fricción pasa de cóncava a convexa. Así, el punto medio de la región de transición es $Re_n' \approx 200$, con lo que el fin de la región de transición, punto *c* en la Figura 4.2, corresponde a $Re_{n,c} \approx 233$.

Figura 4.2. (a) Derivada primera y (b) derivada segunda del factor de fricción de Fanning respecto al número de Reynolds neto. Geometría MH1

Inicio de la región de flujo turbulento

La separación de la región cuasi turbulenta de la plenamente turbulenta supone una mayor dificultad. Algunos autores [128] se basan en determinar en qué punto la curva se desvía de correlaciones bien conocidas para flujo plenamente turbulento, pero en este caso este proceso no es aplicable, pues no hay correlaciones en la bibliografía que puedan servir de referencia para la geometría estudiada.

En su lugar, se ha optado por seguir la aproximación planteada por Meyer y Abolarin [129], que consiste en determinar los límites de las distintas regiones calculando los puntos de intersección de las correlaciones de ajuste óptimas para cada región. Así, se ha implementado un proceso iterativo que busca el punto óptimo de separación de ambas regiones (cuasi turbulenta y turbulenta), tal que un ajuste lineal (en ejes logarítmicos) de cada una de las regiones por separado tiene una desviación mínima respecto a los resultados experimentales.

La Figura 4.3 (b) muestra la desviación media de la correlación de cada región respecto a sus correspondientes datos experimentales, en función del número de Reynolds neto utilizado como punto de separación de las regiones cuasi turbulenta y turbulenta. También se muestra la desviación promedio de ambas correlaciones, ponderada según el número de datos experimentales que contiene cada una de ellas. A su vez, a modo de ejemplo, la Figura 4.3 (a) muestra los datos experimentales, junto con el ajuste estadístico obtenido para un

número de Reynolds de separación de las regiones $Re_n = 490$, que produce el mejor ajuste de ambas regiones.

Figura 4.3. (a) Ajuste estadístico de ejemplo y ajuste óptimo para las regiones cuasi turbulenta y turbulenta. (b) Desviación media del ajuste estadístico respecto a los datos experimentales de las regiones cuasi turbulenta y plenamente turbulenta. Geometría MH1

Como se observa, el ajuste de la región cuasi turbulenta presenta la menor desviación para el valor más bajo del número de Reynolds neto utilizado como frontera entre las dos regiones. A medida que se aumenta el límite aumenta también la desviación de la correlación, debido a que el ajuste cada vez tiene más complicado seguir la tendencia experimental. Lo mismo ocurre en la región turbulenta, pero esta vez partiendo del valor superior. En este caso vemos que la desviación aumenta al disminuirse el valor límite, aunque la desviación es mucho menor y se mantiene durante un mayor rango, con un valor reducido del 0,5 % aproximadamente, lo cual es un buen indicativo de la tendencia lineal de los datos en la región turbulenta. Se observa que la desviación mínima conjunta en ambas regiones se produce para el valor límite de $Re_{n,t} \approx 489$, el cual se asume como el inicio de la región plenamente turbulenta.

Geometría MH3

La Figura 4.4 (a) muestra los resultados del factor de fricción de Fanning neto en función del número de Reynolds neto para la geometría de tres orificios, MH3. Como referencia, se recogen también los datos de la geometría MH1. La Figura 4.4 (b) muestra las desviaciones típicas divididas entre el valor medio de la caída de presión en función del número de Reynolds neto.

(a)

(b)

Figura 4.4. (a) Factor de fricción de Fanning neto en función del número de Reynolds neto. (b) Desviación estándar de la medida de la caída de presión en función del número de Reynolds neto. Geometría MH3

Se observa que la evolución del factor de fricción de Fanning con respecto al número de Reynolds neto para la geometría MH3 presenta un patrón distinto al estudiado para la

geometría MH1. En particular, ya no se observa una transición brusca con un posterior aumento pronunciado del factor de fricción, sino que se produce un aumento ligero para después estabilizarse. Esta diferencia en la tendencia hace inviable utilizar los mismos criterios para determinar las regiones del flujo que los utilizados para tubo liso, y que fueron adoptados para la geometría MH1. La única frontera que es posible obtener de forma análoga ha sido el fin de la región laminar, donde la derivada primera se hace nula, para $Re_{n,l} = 110$. Este valor límite se representa en la Figura 4.4, así como el límite para la región plenamente turbulenta, que se ha tomado como el mismo obtenido para los ensayos de transmisión del calor, para los que sí ha sido posible aplicar la misma metodología.

En lo referente a la desviación estándar de las medidas de presión, se observa un comportamiento similar al de la geometría MH1, con un valor reducido de la desviación estándar en la región laminar (I) que aumenta súbitamente en la región de transición (II-III, ya que no ha sido posible diferenciar la región de transición de la cuasi turbulenta). Sin embargo, se observa que los valores de la desviación estándar respecto al valor medio son significativamente menores, con un máximo del 1,5 %, que los correspondientes a la geometría MH1, del orden del 4,5 %. Estos resultados apoyan la idea de que la transición es más suave en el caso de la geometría MH3.

De igual forma que para la geometría MH1, se aprecia que en la región turbulenta (IV) la desviación estándar se reduce para mantenerse en valores superiores a los observados en la región laminar (I). Igualmente, los valores de la desviación en la geometría MH3 en la región turbulenta, con un máximo del 1 %, son sustancialmente menores que los observados para la MH1, con valores del 2 %, lo que nos indica un nivel de turbulencia más moderado para el mismo rango de números de Reynolds neto.

Correlaciones propuestas

Una vez demarcados los distintos regímenes del flujo, los datos experimentales de cada una de las regiones se han ajustado a expresiones de la forma:

$$f_n = a \cdot Re_n^b \quad (4.1)$$

Así, para la geometría MH1:

$$f_n = 36,5 \cdot Re_n^{-0,709} \quad 7 < Re_n < 165 \quad (4.2)$$

$$f_n = 0,753 \cdot Re_n^{0,209} \quad 235 < Re_n < 490 \quad (4.3)$$

$$f_n = 5,34 \cdot Re_n^{-0,107} \quad 490 < Re_n < 3000 \quad (4.4)$$

Y para la geometría MH3:

$$f_n = 130,8 \cdot Re_n^{-0,761} \quad 6 < Re_n < 110 \quad (4.5)$$

$$f_n = 3,22 \cdot Re_n^{0,076} \quad 183 < Re_n < 600 \quad (4.6)$$

Las correlaciones presentadas recogen todos los datos experimentales dentro de un margen de desviación del ± 10 %.

4.2. Características y procesamiento de la señal de caída de presión oscilatoria

La caracterización de la caída de presión oscilatoria implica determinar la amplitud de la misma y su desfase respecto a la señal de velocidad, δ . Estas dos variables tienen un gran efecto sobre el consumo de potencia, como se puede observar en la expresión de la densidad de potencia (Ecuación (2.9)):

$$\varepsilon_v = \frac{\Delta p_{max} \omega x_0 \cos(\delta)}{2 \cdot l \cdot n_b}$$

El desfase puede tomar cualquier valor entre $\delta = 0$ cuando las ondas de presión y velocidad están en fase, correspondiente a un sistema puramente friccional y el consumo de potencia es máximo; y $\pi/2$, que correspondería a un sistema puramente inercial, donde existe recuperación de energía, y el consumo de potencia sería por tanto nulo.

La Ecuación (2.9) se obtuvo asumiendo que la onda de caída de presión seguía una función senoidal perfecta. Sin embargo, esta hipótesis no se cumple tal y como se ha comprobado experimentalmente [36] y mediante simulación numérica [44], aun siendo la variación del caudal prácticamente senoidal. Los estudios experimentales y numéricos disponibles en la bibliografía [42,130] parecen obviar este aspecto, pues determinan la amplitud como el máximo de la onda de caída de presión y el desfase presión-velocidad basándose principalmente en los pasos por cero de las señales de presión y velocidad. De esta forma se han venido utilizando principios de cálculo válidos únicamente para la amplitud y el desfase de una onda senoidal pura⁶ para una onda que no lo es.

Debido a esta problemática, no descrita suficientemente en la bibliografía, en esta Tesis doctoral se propone determinar las expresiones de las ondas senoidales que mejor representan las señales de presión y de velocidad para, posteriormente, calcular la amplitud de la mismas y su desfase relativo. De esta forma, se sacrifica la simplicidad del cálculo de la amplitud y el desfase presión-velocidad con la finalidad de eliminar incongruencias y mantener el sentido de la Ecuación (2.9). Siguiendo esta estrategia, se han implementado dos métodos: el método de ajuste estadístico y el método de la transformada de Fourier.

Método de ajuste estadístico

Este método consiste en obtener, empleando el método de mínimos cuadrados, la amplitud y frecuencia de la onda senoidal que más se aproxima a la señal original. Una vez obtenida la expresión, se puede obtener el desfase entre ambas ondas midiendo el paso de tiempo entre picos consecutivos de las señales de velocidad y de presión ajustadas. En cuanto a la amplitud de la caída de presión, Δp_{max} , se obtiene directamente de la amplitud obtenida del ajuste estadístico.

Al tratarse de un ajuste no lineal el procedimiento es sensible al valor estimado de los parámetros a ajustar (amplitud, frecuencia y desfase de la senoidal) y tiene dificultades para hallar una solución válida cuando el tamaño de la cadena de datos es excesivo. Por ello, se ha procedido de la siguiente forma:

⁶ A esto hay que añadir que cualquier perturbación en la señal de presión, derivada del ruido eléctrico de la medida o bien de una oscilación que no sea perfectamente senoidal, puede dar lugar a que haya varios pasos por cero en un ciclo, incluso bastante distanciados entre sí, lo cual supondría un problema práctico.

- El conjunto de todos los datos (que corresponden a un mínimo de 20 ciclos de oscilación) se ha dividido en una serie de paquetes de tamaño menor, del orden de 4-5 ciclos. Cada uno de estos paquetes se ajusta estadísticamente de forma independiente reduciendo los problemas de convergencia del método de ajuste. Además, al tener una serie de medidas independientes de la amplitud de la señal de presión y del desfase presión-velocidad, se puede estimar el error de precisión asociado a dichas medidas.
- Previamente al cálculo del valor medio de la amplitud de presión y del desfase presión-velocidad se aplica el criterio de rechazo de Chauvenet, para descartar los resultados atípicos. Además, se rechazan aquellos valores que carezcan de sentido físico, como aquellos valores para los que $\delta < 0$ ó $\delta > \pi/2$.

La Figura 4.5 muestra las ondas de presión y velocidad junto a sus correspondientes ajustes estadísticos para uno de los paquetes en que se ha dividido el conjunto de datos. Se aprecia que la velocidad sigue prácticamente una función senoidal. La señal de caída de presión es más compleja, pero se observa que esencialmente sigue un comportamiento senoidal con una marcada fluctuación superpuesta, que se inicia en los puntos donde la velocidad es nula, esto es, en los finales de carrera del ciclo de oscilación. La fluctuación puede por tanto estar debida a la aceleración/desaceleración brusca que sufre el fluido en los finales de carrera. Si se observan los máximos de las señales ajustadas estadísticamente, se hace más evidente el desfase entre ambas señales, así como que la señal de caída de presión precede en el tiempo a la de velocidad.

Figura 4.5. Señales de velocidad y de caída de presión medidas (línea continua -) y ajustadas estadísticamente (línea discontinua --). Geometría MH1, $f=1,41$ Hz.

Método de la transformada de Fourier

Este método se basa en hallar la frecuencia fundamental de la señal de presión y su amplitud, para posteriormente, mediante la antitransformada de Fourier, reconstruir la señal

correspondiente únicamente a esa frecuencia y, finalmente, calcular el desfase con la señal fundamental de velocidad, sobre la que se ha aplicado el mismo procedimiento. La Figura 4.6 muestra las ondas de presión y velocidad medidas junto con sus señales fundamentales (reconstruidas mediante la antitransformada de Fourier).

Figura 4.6. Señales de velocidad y de caída de presión medidas (línea continua -) y fundamental de las mismas (línea discontinua --). Geometría MH1, $f=1,41$ Hz.

Se puede apreciar el desfase, asociado al proceso de la antitransformada, entre la señal medida y la fundamental reconstruida. Sin embargo, dicho desfase es el mismo para las señales de presión y velocidad ya que la frecuencia fundamental de ambas es la misma, por lo que el desfase relativo a medir será también el mismo.

La Figura 4.7 (a) y (b) muestra, respectivamente, los valores de amplitud de la señal de presión y el desfase obtenido mediante los métodos de ajuste estadístico y de la transformada de Fourier. Los resultados analizados corresponden a las medidas a temperatura ambiente con propilenglicol puro para la geometría MH1.

Se comprueba que los resultados de desfase presión-velocidad son muy similares mediante ambos métodos, observándose desviaciones máximas del 1,5 % entre ambos métodos a lo largo de todo el rango ensayado, con lo que pueden considerarse prácticamente equivalentes.

En cuanto a la amplitud de la onda de presión, también se observan resultados similares, sin embargo, un cálculo en mayor detalle muestra que la desviación media entre ambos métodos es del 5 % por defecto del método de la transformada de Fourier respecto al ajuste estadístico. Así, tomar únicamente la fundamental de la señal de presión lleva a infravalorar ligeramente la amplitud real de la onda de presión.

Figura 4.7. (a) Desfase presión-velocidad y (b) amplitud de la onda de caída de presión en función del número de Reynolds oscilatorio para los métodos de ajuste estadístico y de la transformada de Fourier.

Corrección del desfase presión-velocidad

Como muestra la Figura 2.7 (b), la ubicación de las tomas de presión hace que los conductos de conexión de los sensores de presión tengan una longitud significativa. Esta longitud provoca que haya un retraso en la medida de presión por parte del sensor respecto a la de la sección de ensayo.

Corregir este desfase adicional de la señal de presión es posible comparando la señal de los sensores de presión diferencial con la señal de los sensores de presión absoluta, cuya longitud hasta las tomas de presión es mucho menor. Para ello se ha utilizado un algoritmo

de correlación cruzada. El desfase es prácticamente constante para todos los ensayos, con un valor de alrededor de 3,2 ms. Este tiempo de desfase puede parecer despreciable, pero comienza a hacerse significativo al reducirse el periodo de oscilación. Para corregir este error sistemático a los resultados de desfase se añade el retraso estimado por efecto de la longitud del tubo.

Promediado en fase

La señal de caída de presión obtenida no se espera que sea perfectamente periódica, debido al efecto del ruido eléctrico, la repetibilidad de los sensores, e incluso a la propia naturaleza caótica del flujo. Así, resulta de interés evaluar la repetibilidad del comportamiento de la señal de presión para distintos ciclos. Para evaluar estas características de la señal, se utiliza el promediado en fase de la misma.

Para el cálculo del promediado en fase la señal se ha dividido en los distintos ciclos de oscilación, tomando como señal de referencia de inicio de un ciclo los pasos por cero (del semiciclo negativo al positivo) de la medida de velocidad instantánea. Posteriormente, se calcula el valor promedio para cada fase a partir de los valores de caída de presión de los distintos ciclos para esa misma fase.

La Figura 4.8 muestra como ejemplo la señal de presión filtrada y la promediada en fase. Como se puede observar, el promediado en fase suaviza las fluctuaciones locales de la señal de presión filtrada, manteniendo las fluctuaciones principales. Además, permite observar la desviación de un ciclo concreto respecto al promediado en fase y así determinar el comportamiento del flujo.

Sin embargo, en el rango de números de Reynolds oscilatorio ensayados no ha sido posible detectar una pérdida de la periodicidad temporal de la señal de caída de presión. Lo que contrastaría con los patrones de flujo observados en el Capítulo 3. Esta discrepancia puede justificarse por los dos motivos siguientes:

- El ruido eléctrico tiene mayor peso para aquellos puntos en los que el sensor de presión correspondiente mide en un rango de caída de presión menor respecto a su máximo. Así, es difícil distinguir el nivel de ruido eléctrico respecto a las fluctuaciones provocadas por el propio comportamiento del flujo.
- La caída de presión se mide a lo largo de una distancia equivalente a 27 celdas (geometría MH1) o 46 celdas (geometría MH3), lo que puede llevar a que esta medida presente un valor más promediado, menos susceptible a experimentar cambios que, sin embargo, se podrían apreciar en el flujo de una celda individual.

Figura 4.8. Señal de presión filtrada y promediada en fase

4.3. Resultados de caída de presión y disipación de potencia en régimen oscilatorio

Las condiciones de los ensayos, con las válvulas de la sección de ensayo cerradas, imposibilitan el control de la temperatura del fluido de forma precisa. Es por ello que, en lugar de ensayar un mismo fluido a temperaturas distintas, ha sido necesario ensayar diferentes mezclas agua-propilenglicol a temperatura ambiente. En el caso de la geometría MH1 se han utilizado tres mezclas distintas (propilenglicol-agua al 100 %, al 80 % y al 60 % de propilenglicol) y en el de la geometría MH3 se emplearon dos (propilenglicol-agua al 100 % y al 60 % de propilenglicol). De esta forma se ha ampliado el rango de ensayo y, además, se ha comprobado la adimensionalización del problema para fluidos de ensayo con distintas propiedades fluidas, lo que constituye uno de los principales objetivos.

4.3.1. Resultados dimensionales

4.3.1.1. Amplitud de la caída de presión

En la Figura 4.9 (a) se muestra la amplitud de la onda de caída de presión en función de la velocidad máxima, $2\pi f x_0$, para los tres fluidos ensayados y la geometría MH1. Se aprecia que la amplitud de la caída de presión para una misma velocidad máxima es superior, del orden del 10 %, para el fluido de mayor viscosidad.

La amplitud sigue una tendencia aproximada de $\Delta p_{max} \propto v_{max}^{2,1}$. En un flujo con una caída de presión puramente friccional⁷ y flujo cuasi estacionario plenamente turbulento la amplitud de la onda de presión aparente debería ser una función cuadrática de la velocidad. Este aspecto es destacable pues, a pesar de la influencia de que la onda de presión medida incluye la componente de la caída de presión inercial, la tendencia observada es prácticamente la corresponde a un flujo cuasi estacionario en régimen turbulento.

En la Figura 4.9 (b) se observa que hay un aumento de la amplitud de la caída de presión para menores amplitudes de oscilación en todo el rango ensayado. Por ejemplo, para una velocidad máxima 0,012 m/s se observan incrementos superiores al 40 % en la amplitud de la caída de presión para $x_0/D = 0,25$ respecto al caso con $x_0/D = 0,5$, valor que es muy superior a la incertidumbre de medida asociada a la caída de presión.

Figura 4.9. Amplitud de la caída de presión en función de la velocidad máxima (a) para distintos fluidos y $x_0/D = 0,5$ y (b) para distintas amplitudes y propilenglicol al 95 %. Geometría MH1.

⁷ En un sistema oscilatorio real la caída de presión siempre tendrá dos componentes: 1) friccional, necesaria para vencer las fuerzas de fricción y de presión asociadas a la velocidad del flujo (y que son similares a las que hay en flujo en régimen estacionario) y 2) inercial, necesaria para vencer la inercia del flujo y que está asociada a la aceleración del flujo.

4.3.1.2. Densidad de potencia

La densidad de potencia se ha calculado mediante la Ecuación (2.6):

$$\varepsilon_v = \frac{\overline{W}_{osc}}{n_b \cdot l \cdot A}$$

donde n_b es el número de deflectores insertados en la sección de medida y $\overline{W}_{osc}$ es la disipación de potencia que experimenta un flujo oscilatorio en un tramo AB. $\overline{W}_{osc}$ se ha obtenido a partir de la Ecuación (2.7):

$$\overline{W}_{osc} = \frac{1}{T} \int_0^T A u_{osc}(t) \Delta p_{AB}(t) dt$$

De esta forma, en el cálculo de la densidad de potencia no se ha hecho ninguna asunción acerca de la forma de las ondas de caída de presión y velocidad.

La densidad de potencia se muestra en función de la velocidad máxima para los distintos fluidos en la Figura 4.10 (a). Se aprecia que los resultados presentan diferencias significativas en función de las propiedades del fluido especialmente a bajas velocidades máximas. Tal y como se observa, la tendencia es más compleja. De acuerdo al modelo cuasi estacionario, la tendencia debería ser cúbica en función de la velocidad máxima de oscilación, sin embargo, el exponente (correspondiente a la pendiente de la curva) es mayor, del 3,5. Destaca que para el fluido de mayor viscosidad la pendiente es menor a bajas velocidad de oscilación, lo que indicaría un cambio de comportamiento del flujo.

En cuanto a la influencia de la amplitud, Figura 4.10 (b), se aprecia que la densidad de potencia es significativamente mayor para menores amplitudes y una misma velocidad máxima. Por ejemplo, para una velocidad máxima del orden de 0,01 m/s se observan incrementos superiores al 25 % en la densidad de potencia para $x_0/D = 0,25$ respecto al caso con $x_0/D = 0,5$. Las diferencias no son tan apreciables para bajas velocidades. Las diferencias son menores que las observadas en la amplitud de la caída de presión para varias amplitudes, lo cual indica que debe haber también un cambio significativo del desfase presión-velocidad, que es el otro factor que influye en la disipación de potencia.

De estos resultados puede deducirse la complejidad del problema, con un comportamiento del flujo que es dependiente de las propiedades del fluido y de la amplitud de oscilación. Así, no se va a intentar describir el problema en términos de uno de los dos modelos existentes, ya que estos modelos hacen hipótesis restrictivas sobre el comportamiento del fluido, en concreto, flujo turbulento. Esto justifica que sea necesario hacer un planteamiento adimensional del problema.

4.3.2. Resultados adimensionales

4.3.2.1. Adimensionalización de problema

Para adimensionalizar la amplitud de la caída de presión asociada al flujo oscilatorio se ha empleado el factor de fricción de Fanning, que se basa en utilizar como caída de presión el valor máximo de la onda senoidal de presión y como velocidad característica la máxima de la oscilación:

$$f_{osc} = \frac{\Delta p_{max}}{2\rho (2\pi f x_0)^2} \frac{D}{L_p} \quad (4.7)$$

Como amplitud de la onda de presión, Δp_{max} , se ha utilizado la amplitud de la señal ajustada estadísticamente, pues como ya se vio no produce atenuación de la señal a diferencia de señal fundamental obtenida tras aplicar la transformada de Fourier.

Figura 4.10. Densidad de potencia en función de la velocidad máxima (a) para distintos fluidos con $x_0/D = 0,5$ y (b) para distintas amplitudes y propilenglicol al 95 %. Geometría MH1.

En cuanto a la disipación de potencia en reactores de flujo oscilatorio, tradicionalmente se ha usado la densidad de potencia (potencia por unidad de volumen). Sin embargo, este parámetro presenta el problema de no ser adimensional, por lo que para caracterizar la disipación de potencia se ha utilizado el número de Potencia, que sí es adimensional. Este parámetro es ampliamente utilizado en tanques agitadores [131], definido como:

$$Po = \frac{\overline{W}_{osc}}{\rho N^3 D^5}$$

donde N es la velocidad de giro del agitador. En el caso de los OBRs, se puede tomar como velocidad angular característica: $2\pi f$, y como longitud característica la longitud de celda l . Así, la definición particularizada para los OBRs quedaría:

$$Po = \frac{\overline{W}_{osc}}{\rho (2\pi f)^3 l^5}$$

Este parámetro ya fue utilizado por González-Juárez [110] demostrando que permitía adimensionalizar los resultados numéricos de disipación de potencia. Sin embargo, cabe

recordar que el consumo de potencia predicho por el modelo cuasi estacionario viene dado por [36]:

$$\bar{W}_{qs} = \frac{n_b \rho (2\pi f x_0)^3 (1/S^2 - 1) D^2}{6 C_0^2}$$

con lo que se observa que la potencia predicha por el modelo cuasi estacionario es proporcional al cubo de la velocidad máxima, con lo que parece razonable introducir la velocidad máxima en la definición del número de Potencia, de forma que:

$$Po = \frac{\bar{W}_{osc}}{2\rho (2\pi f x_0)^3 l^2} \quad (4.8)$$

Así, para una geometría fijada (diámetro D , fracción de área de paso S , longitud de celda l y coeficiente de orificio C_0), esta definición es similar a comparar el consumo de potencia real con el consumo de potencia del modelo cuasi estacionario. Con lo que esta definición es semejante al parámetro utilizado por Hafez y Baird [38] para cuantificar el consumo de potencia (ver Ecuación (1.14)).

4.3.2.2. Factor de fricción en flujo oscilatorio

Geometría MH1

La Figura 4.11 muestra, para la geometría MH1, el factor de fricción de Fanning oscilatorio en función del número de Reynolds oscilatorio para tres amplitudes de oscilación diferentes. Para las curvas de cada una de las amplitudes se incluyen los resultados de todas las mezclas ensayadas, sin diferenciar los puntos correspondientes a cada mezcla y facilitar así la visualización de los resultados, ya que se puede observar que la adimensionalización de los mismos es evidente. A modo de referencia, se ha representado también el factor de fricción de Fanning neto correspondiente a la geometría MH1 en régimen estacionario.

Se puede observar la tendencia de las distintas curvas al factor de fricción neto para bajos números de Reynolds oscilatorio. Esto es de esperar ya que para un número de Reynolds oscilatorio suficientemente reducido el comportamiento del flujo debe ser puramente friccional y cuasi estacionario, con la caída presión en cada instante igual a la que tendría un caudal neto con la misma velocidad. En dichas circunstancias, la caída de presión máxima debería ser idéntica a la que habría en un flujo neto con una velocidad igual a la máxima, lo que daría lugar a un mismo factor de fricción para el caso neto y el oscilatorio.

En los tres casos la tendencia a bajos números de Reynolds oscilatorio es decreciente, correspondiendo a una región de comportamiento laminar del flujo que posteriormente transiciona a un flujo más caótico, con una tendencia más aplanada. El comportamiento caótico del flujo en dicha región solamente se ha podido observar para la amplitud $x_0/D = 0,5$, sin embargo, las tendencias similares indican que ocurre de forma semejante para el resto de amplitudes. La descripción del flujo como caótico se hizo en el Capítulo 3, pero cabe recordar que el flujo no puede definirse como turbulento, pues si bien presenta características del mismo, como son la tridimensionalidad y la irregularidad, no hay estudios en el rango ensayado que demuestren que la disipación de energía tenga lugar de la forma que lo haría en un flujo estrictamente turbulento.

Figura 4.11. Factor de fricción de Fanning oscilatorio en función del número de Reynolds oscilatorio. Geometría MH1. $d = 16$ mm.

Se observa que el efecto de la amplitud es muy significativo pues, para un mismo número de Reynolds oscilatorio (mismas propiedades físicas y misma velocidad máxima de oscilación), el factor de fricción de Fanning es significativamente mayor cuando se reduce la amplitud de oscilación (el número de Strouhal aumenta). Por ejemplo, para un $Re_{osc} = 40$ la reducción de la amplitud de $x_0 = 0,5 D$ a $x_0 = 0,25 D$ supone un aumento del factor de fricción del orden del 50 %. Este efecto ha sido observado también en estudios experimentales previos [5], donde se ha comprobado que la amplitud de la caída de presión para una misma velocidad máxima del flujo es superior para menores amplitudes de oscilación. Este efecto iría de la mano con el aumento de la transferencia de calor para menores amplitudes de oscilación, tal y como demuestran estudios experimentales [5] y numéricos [110]. Aunque este aspecto no se ha estudiado en la bibliografía, puede deducirse que este efecto es debido a la pérdida de la asimetría y la aparición de flujo caótico para menores números de Reynolds oscilatorio cuando se disminuye la amplitud de oscilación.

Geometría MH3

La Figura 4.12 muestra el factor de fricción de Fanning oscilatorio en función del número de Reynolds oscilatorio para cinco amplitudes de oscilación diferentes para la geometría MH3. La amplitud nominal es más reducida: $x_0 = d = 0,29 D$, lo que ha permitido ampliar el rango de amplitudes ensayadas.

Figura 4.12. Factor de fricción de Fanning oscilatorio en función del número de Reynolds oscilatorio. Geometría MH3. $d = 9,2$ mm.

En este caso, se aprecia de forma más evidente que la tendencia de las distintas curvas a bajos números de Reynolds oscilatorio sigue la curva del factor de fricción de Fanning para flujo neto, lo cual confirma que el comportamiento del flujo es cuasi estacionario en términos de la caída de presión.

Se puede apreciar una tendencia decreciente al aumentar el número de Reynolds oscilatorio, así como un cambio de la pendiente para cada una de las curvas correspondientes a cada amplitud. Dicho cambio está asociado a una variación del comportamiento del flujo que pasa de laminar a caótico a partir de cierto valor de Re_{osc} . Se observa que dicho valor es mayor cuanto mayor es la amplitud de la oscilación.

4.3.2.3. Disipación de potencia

En este apartado se presentan los resultados relacionados con la densidad de potencia para flujo oscilatorio puro. La densidad de potencia se puede calcular mediante las Ecuaciones (2.6) y (2.7) o bien, de forma simplificada (asumiendo que el comportamiento de las ondas de velocidad y presión es senoidal), mediante la Ecuación (1.16), a partir de la amplitud de las ondas de velocidad, ωx_0 , y caída de presión, Δp_{max} , y el desfase entre las mismas, δ . Así, si bien la medida del desfase presión-velocidad no es imprescindible para el cálculo de la densidad de potencia si usamos la Ecuación (2.7), resulta evidente observando la Ecuación (2.8) que el desfase juega un papel muy relevante en la disipación de potencia. Además, el valor del desfase permite estudiar otros aspectos del comportamiento del flujo como es el peso relativo de las componentes friccional e inercial en la caída de presión, y comparar con tendencias observadas en la bibliografía.

Desfase presión-velocidad

El desfase entre la onda de presión y la de velocidad se expresa en radianes, como una fracción del periodo de oscilación, con lo que no se requiere adimensionalizarlo.

Geometría MH1

La Figura 4.13 muestra el desfase presión-velocidad en función del número de Reynolds oscilatorio para las tres amplitudes ensayadas para la geometría MH1.

Figura 4.13. Desfase presión-velocidad en función del número de Reynolds oscilatorio para distintas amplitudes. Geometría MH1. $d = 16$ mm.

Para un flujo oscilatorio con comportamiento perfectamente cuasi estacionario el desfase debe ser nulo. Así, la tendencia a cero del desfase para números de Reynolds oscilatorios muy bajos apoya la idea del comportamiento cuasi estacionario deducida de los resultados del factor de fricción de Fanning oscilatorio.

Se aprecia el rápido incremento del desfase presión-velocidad para las tres amplitudes ensayadas, lo cual indica un aumento del efecto de la inercia en la caída de presión. Tras este incremento, el desfase parece tender y mantenerse en un rango similar para las distintas amplitudes, del orden de 0,8-0,85 radianes. Posteriormente, para un número de Reynolds oscilatorio del orden de 200, la tendencia se invierte, y el desfase desciende hasta donde se dispone de datos. Esto sugiere un incremento de la componente friccional en la caída de presión, lo cual puede estar relacionado con el desarrollo de la turbulencia. No obstante, la ausencia de resultados de visualización en este rango impide sacar conclusiones al respecto.

Geometría MH3

En cuanto a la geometría MH3, los resultados del desfase presión-velocidad para las cinco amplitudes ensayadas se muestran en la Figura 4.14. En este caso, la tendencia de los resultados es análoga a la observada para la geometría MH1.

Para ambas geometrías se ha comprobado que una reducción de la amplitud de oscilación implica un aumento del desfase, por lo que, como para la geometría MH3 la amplitud es mucho menor al cambiar el diámetro del orificio (siendo de 9,2 mm frente a los 16 mm de la MH1), cabría esperar un aumento del desfase si no considerásemos el cambio de geometría. Sin embargo, se puede apreciar que el valor del desfase en el rango ensayado es

inferior al de la geometría MH1. Así, por ejemplo, para un $Re_{osc} = 50$ y una amplitud $x_0/D = 0,5$ la geometría MH1 presenta un valor del desfase $\delta = 0,84$ rad mientras que para la geometría MH3 es de $\delta = 0,55$ rad para una amplitud menor, $x_0/D = 0,43$. Esto lleva a deducir que la geometría MH3 supone un aumento significativo del peso de la componente friccional frente a la inercial en la caída de presión.

Figura 4.14. Desfase presión-velocidad en función del número de Reynolds oscilatorio para distintas amplitudes. Geometría MH3. $d = 9,2$ mm.

Número de Potencia

Geometría MH1

En la Figura 4.15 se muestra el número de potencia para la geometría MH1 en función del número de Reynolds oscilatorio para las tres amplitudes ensayadas. Se aprecia que el comportamiento es similar para las tres amplitudes, con un descenso del número de potencia para bajos números de Reynolds oscilatorio, con una posterior meseta y una ligera tendencia creciente, la cual está relacionada con el descenso del desfase presión-velocidad. Esta tendencia global es muy similar a la que se puede observar en tanques agitadores [131].

Otro aspecto a destacar es que las curvas de las distintas amplitudes tienden a solaparse para los valores de número de Reynolds oscilatorio más bajos. Esta tendencia corresponde a lo esperado en un flujo cuasi estacionario, pues la amplitud no debe influir en el consumo de potencia, sino que lo hace con la velocidad máxima, esto es, proporcionalmente a $(2\pi \cdot f \cdot x_0)^3$.

Geometría MH3

La Figura 4.16 muestra el número de potencia para la geometría MH3 en función del número de Reynolds oscilatorio para las cinco amplitudes ensayadas. Se observa que la tendencia es muy similar a la observada en la geometría MH1, con las curvas de las distintas amplitudes solapando para bajos números de Reynolds oscilatorios. En este caso se hace más evidente que el cambio de tendencia se retrasa, mayor número de Reynolds oscilatorio, cuanto mayor es la amplitud, lo cual podría indicar que la aparición del flujo caótico se produce a un menor número de Reynolds oscilatorio cuanto menor es la amplitud.

Figura 4.15. Número de potencia en función del número de Reynolds oscilatorio para distintas amplitudes. Geometría MH1. $d = 16$ mm.

Figura 4.16. Número de potencia en función del número de Reynolds oscilatorio para distintas amplitudes. Geometría MH3. $d = 9,2$ mm.

Correlaciones propuestas

Con el objetivo de proporcionar correlaciones de los resultados experimentales, se ha optado por utilizar una ecuación de Ergun modificada para cada una de las amplitudes (Ecuación (4.9)). Esta ecuación permite modelizar la curvatura suave de las medidas.

$$Po = \frac{C_1}{Re_{osc}} + C_2 \cdot Re_{osc}^m \quad (4.9)$$

En las siguientes tablas se recogen los resultados del ajuste estadístico para cada una de las amplitudes y para las dos geometrías ensayadas, junto con la desviación máxima y promedio de los datos experimentales respecto a la correlación correspondiente.

Tabla 4.1. Coeficientes de la correlación para el número de potencia. Geometría MH1.

x_0/d ($d=16$ mm)	C_1	C_2	m	$u_{max}(\%)$	$\bar{u}(\%)$
0,50	24,62	1,429	0,043	3,70	1,52
0,75	24,46	1,028	0,056	5,56	1,72
1,00	34,46	0,418	0,177	7,33	1,55

Tabla 4.2. Coeficientes de la correlación para el número de potencia. Geometría MH3.

x_0/d ($d=9,2$ mm)	C_1	C_2	m	$u_{max}(\%)$	$\bar{u}(\%)$
0,50	0,862	0,021	0,129	1,41	0,46
0,75	3,02	0,045	0,169	4,67	1,26
1,00	6,35	0,085	0,140	4,02	1,28
1,25	13,17	0,117	0,165	5,82	2,07
1,50	24,96	0,126	0,224	5,75	1,95

4.4. Discusión de los modelos presentes en la bibliografía

En la revisión bibliográfica se presentaron los dos modelos existentes para la estimación de la disipación de potencia en los OBRs, que son el modelo cuasi estacionario y el eddy enhancement model. En este apartado se presenta la relación de dichos modelos con el número de potencia definido y la validez de los modelos para el rango de números de Reynolds oscilatorio y amplitudes ensayadas.

4.4.1. Modelo cuasi estacionario

La potencia predicha por el modelo cuasi estacionario es [42]:

$$\overline{W}_{qs} = \frac{n_b \cdot \rho \cdot (2\pi f x_0)^3 \left(\frac{1}{S^2} - 1\right) \pi D^2}{1,5 \cdot \pi \cdot C_0^2} \frac{1}{4} \quad (4.10)$$

Y la obtenida en esta Tesis a partir de la definición del número de Potencia, para n_b deflectores:

$$\overline{W}_{osc} = n_b \cdot 2\rho (2\pi f x_0)^3 l^2 Po \quad (4.11)$$

Igualando expresiones se puede obtener la relación entre el coeficiente de orificio y el número de potencia:

$$C_0^2 = \frac{\left(\frac{1}{S} - S\right)}{108 \cdot n_o \cdot P_o} \quad (4.12)$$

Así, el coeficiente de orificio está directamente relacionado con el número de potencia para una geometría dada, mismo número de orificios n_o y misma fracción de área de paso S .

La Figura 4.17 muestra el coeficiente de orificio para las distintas amplitudes y las tres mezclas ensayadas para la geometría MH1.

Figura 4.17. Coeficiente de orificio en función del número de Reynolds oscilatorio para distintas amplitudes de oscilación. Geometría MH1.

Se observa que el empleo de la definición del coeficiente de orificio permite adimensionalizar correctamente los resultados obtenidos a diferentes temperaturas para cada amplitud de oscilación, tal y como era de esperar por su relación con el número de Potencia (Ecuación (4.12)). Estos resultados experimentales, introducidos en la expresión del modelo cuasiestacionario (Ecuación (4.10)), permiten obtener de forma apropiada la disipación de potencia. Se aprecia que el coeficiente de orificio experimenta una gran variación a bajos números de Reynolds oscilatorio, lo cual contrasta con los valores constantes propuestos hasta la fecha en la bibliografía, normalmente en el rango $C_0 = 0,6 - 0,8$, que, como se observa en la Figura 4.17, puede ser válido para un cierto rango de amplitudes y altos números de Reynolds oscilatorio. A mayores números de Reynolds oscilatorio el valor del coeficiente de orificio se vuelve más estable, lo que puede justificar que el empleo de un valor constante en cierto rango de operación para una amplitud dada pueda proporcionar resultados satisfactorios.

Estos resultados demuestran que la elección del modelo cuasi estacionario no se puede reducir de forma tan sencilla como a los casos de baja frecuencia y elevada amplitud, sino que depende del número de Reynolds oscilatorio y puede emplearse para bajas amplitudes siempre que se utilice el coeficiente de orificio correspondiente. Si bien, se observa que a mayores amplitudes el valor del coeficiente de orificio es más similar al que corresponde al caso en régimen estacionario.

4.4.2. Eddy Enhancement model

El consumo de potencia predicho por el eddy enhancement model viene dado por [42]:

$$\overline{W}_{ee} = \frac{1,5 \cdot \rho \cdot \omega^3 x_0^2 \cdot l_m \pi D^2}{l \cdot S} \cdot \frac{1}{4} \cdot l \cdot n_b \quad (4.13)$$

Igualando con el consumo de potencia obtenido a partir de la definición del número de Potencia se puede obtener la relación entre la longitud de mezcla y el número de Potencia:

$$l_m = \frac{48 S^2 x_0 P_o}{\pi n_o} \quad (4.14)$$

Se puede observar que la longitud de mezcla está también relacionada, para una geometría dada, con el número de Potencia. Sin embargo, la relación no es independiente de la amplitud de oscilación, sino que es proporcional.

La Figura 4.18 representa la longitud de mezcla en función del número de Reynolds oscilatorio, para las distintas amplitudes ensayadas para la geometría MH1.

Figura 4.18. Longitud de mezcla en función del número de Reynolds oscilatorio para distintas amplitudes de oscilación. Geometría MH1.

En este caso se observa también que la longitud de mezcla no es función de las propiedades del fluido para una amplitud dada. Sin embargo, al no ser un parámetro adimensional puede dar lugar a problemas cuando se modifique el tamaño del reactor y la amplitud de la oscilación varíe proporcionalmente para mantener la similitud.

Por otra parte, se aprecia que la diferencia relativa entre las longitudes de mezcla para distintas amplitudes es mucho menor que para el número de Potencia. Por ejemplo, para un $Re_{osc} \approx 680$ el número de Potencia es $P_o \approx 2,04$ y $P_o \approx 1,38$ para $x_0 = 0,5 d$ y $x_0 = d$, respectivamente; mientras que la longitud de mezcla es $l_m \approx 8,6 mm$ y $l_m \approx 11 mm$, respectivamente. Esto supondría una diferencia (del caso con $x_0 = 0,5 d$ respecto al de $x_0 = d$) del 33 % en el caso del número de Potencia y del 22 % en el caso de la longitud de mezcla. Esta menor diferencia permite que a altos números de Reynolds oscilatorio los

datos puedan ajustarse a un único valor de longitud de mezcla para todas las amplitudes sin llevar a grandes errores en la predicción de la disipación de potencia. Así, la definición del parámetro de longitud de mezcla puede compensar en cierta medida la el efecto de la amplitud en la disipación de potencia y dar lugar a un mismo parámetro para distintas amplitudes de oscilación tal, y como mostraron Baird y Stonestreet [42].

4.5. Conclusiones

- Se ha obtenido el factor de fricción de Fanning para las geometrías MH1 y MH3 operando únicamente con un caudal neto. Los resultados han permitido distinguir los distintos regímenes del flujo: laminar, transicional, cuasi turbulento y turbulento.
- Se ha comprobado que ambas geometrías suponen un adelanto significativo del número de Reynolds neto para el que se produce la transición, con $Re_n \approx 165$ y $Re_n \approx 110$ para las geometrías MH1 y MH3, respectivamente. En el caso de la geometría MH3 se ha observado una transición suave a la turbulencia.
- Se han analizado los resultados de caída de presión en régimen oscilatorio puro, comprobando que, para distintos fluidos de ensayo, el factor de fricción de Fanning oscilatorio adimensionaliza el problema adecuadamente.
- Los resultados del factor de fricción han permitido comprobar que el comportamiento del flujo a números de Reynolds oscilatorios muy bajos, del orden de $Re_{osc} \approx 10$, es prácticamente cuasi estacionario.
- Se ha aplicado la metodología de análisis de la relación temporal entre las señales de caída de presión y de velocidad del fluido comprobando que, para ambas geometrías y bajos números de Reynolds oscilatorios, un aumento del número de Reynolds oscilatorio supone un aumento del desfase presión-velocidad hasta un cierto valor límite. A partir de un número de Reynolds oscilatorio crítico, del orden de $Re_{osc} \approx 150$, el desfase presión-velocidad toma una tendencia decreciente.
- El número de Potencia definido ha permitido adimensionalizar por primera vez datos experimentales de disipación de potencia en OBRs, tal y como demuestran los resultados para distintos fluidos de ensayo.
- El estudio de distintas amplitudes de oscilación (o números de Strouhal) ha permitido comprobar que, para ambas geometrías, una reducción de la amplitud (o aumento del número de Strouhal) conlleva un aumento del factor de fricción de Fanning oscilatorio, del desfase presión-velocidad y del número de potencia para un mismo número de Reynolds oscilatorio. Esto confirma que, para una misma velocidad máxima del flujo, menores amplitudes de oscilación provocan un comportamiento más alejado del modelo cuasi estacionario.

5 Estudio de la transferencia de calor

En este capítulo se presentan los resultados del coeficiente de transmisión de calor por convección, adimensionalizado como el número de Nusselt, para las geometrías MH1 y MH3. El número de Nusselt es obtenido en función de un amplio rango de números de Prandtl, Reynolds neto y Reynolds oscilatorio, y posteriormente ajustado estadísticamente a correlaciones que son función de dichos números. Todos los ensayos son realizados para la misma amplitud, $x_0 = d$, siendo d el diámetro del orificio de la geometría correspondiente.

Además, se recogen una serie de medidas que, si bien no tienen un interés tan práctico como el coeficiente de transmisión de calor, son de gran ayuda de cara a proporcionar otra perspectiva a aspectos de la transmisión de calor, estos son:

- Número de Nusselt local. Relacionado con el efecto de los patrones de flujo sobre la transmisión de calor a nivel local.
- Parámetro de estratificación. Relacionado con los efectos de flotabilidad.
- Desviación estándar de las temperaturas de pared. Relacionado con el régimen del flujo, esto es, el inicio de la inestabilidad del flujo.

Finalmente, se emplea el criterio R3 definido por Bergles et al. [113] para estudiar el rendimiento desde un punto de vista termohidráulico de las geometrías ensayadas y de la superposición del flujo oscilatorio.

5.1. Resultados transmisión de calor en régimen estacionario

En este apartado se presentan los resultados de transferencia de calor con únicamente flujo neto. En este caso, los deflectores actúan como un elemento pasivo de mejora, que promueve la transferencia de calor fundamentalmente mediante dos mecanismos: 1) en régimen laminar, el estrechamiento, la separación y la readhesión periódica del flujo a la pared del conducto, que favorecen el transporte de energía por convección entre las paredes del tubo y el flujo central 2) el adelanto de la transición a la turbulencia por la inestabilidad generada por los deflectores, lo que produce la pérdida de la simetría axial del flujo y un incremento del mezclado, que se traduce en un aumento de la transferencia de calor.

Geometría MH1

En la Figura 5.1 se muestran los resultados de transferencia de calor para la geometría MH1, en forma del número de Nusselt en función del número de Reynolds neto para varios números de Prandtl. Para ello, se ha variado la temperatura del fluido ensayado, propilenglicol puro, en un rango de temperatura de 15 °C a 60 °C. Se incluyen los límites de los distintos regímenes del flujo, obtenidos a partir de la metodología propuesta por Everts y Meyer [128]. A su vez, se muestran, a modo de referencia, los valores del número de Nusselt correspondiente a un tubo liso en convección mixta desarrollada. Estos se han obtenido mediante la correlación propuesta por Petukhov [132] para tubo liso, usando los números de Rayleigh aproximados correspondientes a los ensayos para cada número de Prandtl.

Figura 5.1. Número de Nusselt en función del número de Reynolds neto. Geometría MH1.

Se observa que la tendencia general de la curva es similar a la de un tubo liso, con una región laminar a bajos números de Reynolds neto (I), cuya influencia es significativamente menor que la observada para mayores números de Reynolds neto en el resto de las regiones (II, III y IV). En la región de transición (II) se produce un aumento drástico del número de Nusselt en un rango muy estrecho de números de Reynolds neto, para después seguir una tendencia lineal con una pendiente elevada en la región plenamente turbulenta (IV). Se observa también, en todo el rango estudiado, la influencia positiva del número de Prandtl en el aumento del número de Nusselt para un número de Reynolds neto dado.

Observando los valores de referencia de un tubo liso, se concluye que, incluso en la mayor parte de la región laminar, los deflectores suponen un aumento significativo de la transferencia de calor. En particular, su mayor potencial se encuentra a partir de $Re_n = 200$, donde se obtienen números de Nusselt propios de un tubo liso trabajando en régimen turbulento.

Es de destacar también que, a diferencia de un tubo liso en condiciones de convección mixta desarrollada, en la región laminar hay una influencia significativa del número de Reynolds neto en el número de Nusselt. Esto puede ser justificado por el cambio del patrón a bajos números de Reynolds neto, en los que tiene lugar un crecimiento de la recirculación a lo largo del espacio entre deflectores.

Para delimitar los regímenes del flujo se ha utilizado de nuevo la metodología desarrollada por [128]. El número de Reynolds neto que marca el fin de la región laminar (I) se ha obtenido como el punto donde la segunda derivada, $\frac{\partial^2 Nu}{Re_n^2}$, es máxima, que corresponde al brusco cambio de pendiente causado por el inicio de la transición (II). El número de Reynolds neto que delimita el fin de la región transición se obtiene indirectamente, a partir del punto medio de la región de transición. Esto se calcula como el punto donde $\frac{\partial^2 Nu}{Re_n^2} = 0$. Finalmente, el punto de separación de la región cuasi turbulenta (III) y plenamente turbulenta (IV) se obtiene mediante la aproximación del ajuste a funciones lineales (en ejes logarítmicos) de manera análoga a como se hizo con los datos de caída de presión en régimen estacionario. De esta forma se obtienen los límites: $Re_{n,l} = 172$, $Re_{n,c} = 188$, $Re_{n,t} = 356$, que separan las cuatro regiones. En la Figura 5.1 se delimitan los regímenes del flujo con base en a estos valores.

Geometría MH3

En cuanto a la geometría MH3, los resultados de transferencia de calor adimensionalizados como el número de Nusselt en función del número de Reynolds neto se recogen en la Figura 5.2, para tres números de Prandtl distintos. Se muestran también los límites de los regímenes del flujo y, a modo de referencia, el número de Nusselt esperado en un tubo liso en convección mixta para condiciones similares a los ensayos a cada número de Prandtl.

Figura 5.2. Número de Nusselt en función del número de Reynolds neto. Geometría MH3.

Como se puede observar, la tendencia de las tres curvas es muy similar a la observada para la geometría MH1. Se aprecia una región laminar hasta $Re_n \approx 100$. El número de Nusselt se incrementa drásticamente en la región de transición, y posteriormente sigue una tendencia lineal en la región turbulenta. En este caso, se puede apreciar que la diferencia en la pendiente de las regiones laminar y turbulenta no es tan significativa como en el caso de la geometría MH1, lo que puede deberse al menor impacto de la turbulencia debido al mayor mezclado inducido por estos deflectores en régimen laminar.

Los regímenes del flujo se han delimitado utilizando exactamente los mismos criterios para la geometría MH1. En este caso se han obtenido los límites: $Re_{n,l} = 105$, $Re_{n,c} = 130$,

$Re_{n,t} = 183$, que separan las regiones I y II, II y III y III y IV, respectivamente. En la Figura 5.2 se delimitan los regímenes del flujo según estos valores.

En la Figura 5.3 se compara el número de Nusselt para las geometrías MH1 y MH3 y un mismo número de Prandtl, $Pr = 190$, habiéndose corregido el efecto del mismo. Cabe destacar que se observa un claro adelantamiento del inicio de la transición en la geometría MH3 respecto a la geometría MH1. Se aprecian también mejoras significativas en la transferencia de calor tanto en régimen laminar como turbulento para un mismo número de Reynolds neto.

Figura 5.3. Número de Nusselt en función del número de Reynolds neto para las geometrías MH1 y MH3. $Pr = 190$

5.1.1 Distribución local del número de Nusselt

Como ya se expuso en el apartado 2.1.2., la medida de la temperatura de pared exterior en ocho secciones de medida distribuidas axialmente a lo largo de dos celdas contiguas permite obtener un número de Nusselt local promediado periféricamente. Pero, además, permite determinar si los resultados presentan periodicidad espacial axialmente y, a su vez, posibilita comprobar el efecto del patrón de flujo sobre la distribución del coeficiente de convección a lo largo de la celda.

Con base en estas motivaciones, la Figura 5.4 presenta la distribución axial del número de Nusselt promediado periféricamente, utilizando la distribución experimental que recoge la Figura 2.6. Se han seleccionado dos condiciones de operación para el análisis, que corresponden a flujo laminar ($Re_n = 23$) y turbulento ($Re_n = 406$), ambas para un número de Prandtl aproximado $Pr = 620$. La repetibilidad de las medidas en las dos celdas garantiza que el método de posicionamiento axial de las secciones es lo suficientemente preciso.

Los resultados para flujo laminar se presentan en la Figura 5.4 (a), con la posición axial de los deflectores identificada como dos líneas discontinuas. Como puede observarse, la distribución tiene forma de 'U' invertida: aguas abajo del deflector, el número de Nusselt aumenta progresivamente hasta alcanzar un máximo. Esta región de crecimiento está asociada a la separación y readhesión de la capa límite. Una vez que el flujo se readhiere a

la pared, el espesor de la capa límite aumenta en dirección axial, llevando a una progresiva reducción del número de Nusselt local.

La Figura 5.4 (b) recoge el caso de flujo turbulento. Para este número de Reynolds neto, el patrón de flujo puede definirse como de ‘cortocircuito’, pues el chorro formado por el paso a través del orificio no se readhiere a la pared a lo largo de la celda aguas abajo. Consecuentemente, hay una región de alta velocidad en la zona central de la celda y grandes recirculaciones tienen lugar en la zona periférica. La dinámica de estas recirculaciones está gobernada por la fluctuación del chorro central, marcando la evolución del número de Nusselt local, que aumenta progresivamente a lo largo de la posición axial, a medida que la intensidad de las fluctuaciones de velocidad provocadas se incrementa.

Figura 5.4. Distribución axial del número de Nusselt para dos números de Reynolds neto (a) en la región laminar, $Re_n = 10$ y (b) en la región turbulenta, $Re_n = 260$. $Pr = 630$. Geometría MH1.

5.1.2 Estratificación

Para bajos números de Reynolds neto, las medidas de temperatura de pared presentan un marcado gradiente vertical, que está asociado típicamente a la existencia del fenómeno de flotabilidad. Conforme el número de Reynolds neto aumenta, la contribución de las fuerzas inerciales es mayor, y el efecto de la flotabilidad finalmente desaparece. En la Figura 5.5 se muestra, a modo de ejemplo, el perfil de temperaturas en una sección de medida de la geometría MH1, para dos números de Reynolds neto, uno correspondiente a la región laminar del flujo (a), y otro a la región cuasi turbulenta (b).

Figura 5.5. Perfil de temperaturas de la primera sección de medida en (a) la región laminar, y (b) la región cuasi turbulenta. Geometría MH1.

En el perfil de temperaturas del ensayo correspondiente a la región laminar (Figura 5.5 (a)) se aprecia claramente que la mínima temperatura se produce en el punto de medida más inferior, para ir aumentando gradualmente en los distintos puntos conforme aumenta la cota de los mismos, para alcanzar el máximo en el punto superior. Se observa que la distribución es prácticamente simétrica respecto al eje vertical. En cambio, en la región cuasi turbulenta (Figura 5.5 (b)) ya no se observan diferencias de temperatura significativas en la misma sección, siendo las desviaciones una consecuencia del propio error de medida de los termopares.

Para caracterizar de una forma más cuantitativa la estratificación de temperatura, se ha definido el parámetro de estratificación θ en la Ecuación (5.1). Este parámetro relaciona el gradiente de temperatura vertical (calculado a partir de la temperatura de pared en las posiciones superior e inferior) con el gradiente en dirección axial, que se deriva del calor total aplicado a lo largo de la sección de medida, $\dot{Q}$.

$$\theta = \frac{\frac{\partial T}{\partial y}}{\frac{\partial T}{\partial x}} \approx \frac{\frac{T_{wu} - T_{wl}}{D}}{\frac{\dot{Q}}{\dot{m} \cdot c_p \cdot L_h}} \quad (5.1)$$

La Figura 5.6 muestra la representación del parámetro de estratificación θ en función del número de Reynolds neto para las geometrías MH1 (a) y MH3 (b).

Figura 5.6. Parámetro de estratificación en función del número de Reynolds neto. Geometrías (a) MH1 y (b) MH3.

Para la geometría MH1 se observa una clara prevalencia del gradiente vertical frente al axial en la región laminar del flujo ($Re_n < 172$), que desaparece abruptamente en la región de transición y turbulenta. De esta manera, queda patente que la perturbación del flujo debida a la presencia de los deflectores no elimina la aparición de las fuerzas de flotación a bajos números de Reynolds neto. Para la geometría MH3 el comportamiento es similar, con un valor significativo de la estratificación para la región laminar ($Re_n < 105$), mientras que desaparece prácticamente con el inicio de la región de transición. Se puede afirmar de forma general, ya que el rango de números de Rayleigh en la región laminar es similar, que el nivel de estratificación es menor para la geometría MH3, pues se alcanzan valores significativamente menores del parámetro de flotabilidad para el mismo número de Reynolds neto. Esto evidencia que el aumento del número de orificios se traduce en un aumento del peso de las fuerzas inerciales del flujo, reduciendo el impacto de las de flotabilidad.

Un análisis adecuado de este fenómeno requeriría un estudio en mayor profundidad en condiciones de convección mixta, con un cuidado control del número de Rayleigh para un amplio rango de condiciones de operación.

5.1.3 Fluctuaciones de la temperatura de pared

La Figura 5.7 muestra la desviación estándar de la temperatura de pared como una función del número de Reynolds neto para las geometrías MH1 (a) y MH3 (b), siguiendo la metodología planteada recientemente por [129].

Figura 5.7. Desviación estándar de las medidas de temperatura de pared en función del número de Reynolds neto para los tres números de Prandtl ensayados. Geometrías (a) MH1 y (b) MH3.

Para la geometría MH1 (Figura 5.7 (a)), se observa que para bajos números de Reynolds neto la desviación estándar es baja y corresponde al ruido eléctrico asociado a la medida. Pero, para $Re_n > 172$ se observa un significativo incremento de la desviación estándar para todos los números de Prandtl ensayados, indicando la aparición del régimen de transición, cuando la pulsación del flujo provoca que el chorro central contacte con las regiones cercanas a la pared, incrementando las fluctuaciones de temperatura. Destacan las enormes fluctuaciones, de hasta $0,4\text{ }^{\circ}\text{C}$, producidas para el número de Prandtl intermedio, en la estrecha región de transición. En las regiones cuasi y plenamente turbulenta se puede

observar una tendencia más estable, con valores significativamente mayores que en la región laminar. Se puede concluir que el comportamiento es, cualitativamente, análogo al observado para las medidas de presión en régimen estacionario y condiciones isotermas.

En cuanto a la geometría MH3 (Figura 5.7 (b)), ya no es tan sencillo valorar las distintas regiones, si bien se sigue apreciando el incremento notable de la desviación estándar de las medidas al llegar a la región de transición. Sin embargo, los valores de la desviación típica en la región de transición son mucho menores, lo que apunta también a un proceso de transición más suave. Este aspecto también fue observado en los ensayos de caída de presión en régimen estacionario (Figura 4.1 (b) y Figura 4.4 (b)).

5.2. Resultados transmisión de calor en régimen dinámico

En este apartado se presentan los resultados de transferencia de calor con el dispositivo trabajando con un caudal neto y un caudal oscilatorio superpuesto. Ya se ha comprobado que en régimen estacionario el efecto de los deflectores es aumentar significativamente la transferencia de calor y adelantar el inicio de la transición a la turbulencia. Esto es debido a los patrones de flujo generados con aumentos locales de la velocidad y la formación de recirculaciones aguas abajo de los deflectores. Sin embargo, la superposición de un caudal oscilatorio implica que el flujo se comporta de forma no estacionaria, con la formación y desprendimiento de vórtices periódicamente, que viajan a lo largo de la distancia entre deflectores, provocando además que pueda aparecer asimetría y caos en el flujo incluso a números de Reynolds neto para los que correspondería un comportamiento laminar en régimen estacionario. Cabe recordar que un flujo caótico en este contexto no debe identificarse con un flujo turbulento en el sentido estricto.

Geometría MH1

En la Figura 5.8 se presentan los resultados de transferencia de calor para la geometría MH1 para dos números de Prandtl, (a) $Pr = 630$ y (b) $Pr = 285$. Se representan, junto con los datos en régimen estacionario, $Re_{osc} = 0$, las curvas correspondientes a varios números de Reynolds oscilatorio. Todos los resultados corresponden a una amplitud de oscilación $x_0/D = 0,5$.

Para ambos números de Prandtl, se observa que, para un número de Reynolds neto dado, un aumento del número de Reynolds oscilatorio se traduce en un incremento del número de Nusselt. El aumento es más significativo a menores números de Reynolds neto. Así, por ejemplo, para un $Re_n = 30$ y $Pr = 285$ se puede alcanzar un número de Nusselt $Nu \sim 100$ para un $Re_{osc} = 370$ frente a un $Nu \sim 20$, que correspondería al caso estacionario, lo que supone un aumento de 5 veces en la velocidad de transferencia de calor.

Se observa que al aumentar el número de Reynolds neto (o lo que es lo mismo, reducir la relación de velocidades Ψ) las curvas solapan con los resultados correspondientes a flujo neto. Así, es necesario alcanzar una determinada relación de velocidades para que los efectos en la transferencia de calor sean notables.

Comparando ambas figuras podemos observar que para un número de Prandtl menor se obtienen números de Nusselt mayores, lo que parece contradecir la tendencia observada para flujo estacionario. Sin embargo, se debe tener en cuenta que los números de Reynolds oscilatorio para el caso de menor número de Prandtl son mucho mayores. Esto es debido a que, al modificar el número de Prandtl, reduciendo la viscosidad del fluido, también se produce a su vez un aumento del número de Reynolds oscilatorio para las mismas frecuencia y amplitud de oscilación. Como se puede observar para un número de Prandtl

fijado, el número de Reynolds oscilatorio tienen un efecto muy significativo en la transferencia de calor. Esto lleva a que un aumento en el número de Reynolds oscilatorio y una reducción en el número de Prandtl en la misma proporción suponga un aumento de la transferencia de calor.

Figura 5.8. Número de Nusselt en función del número de Reynolds neto y varios números de Reynolds oscilatorio. Geometría MH1. (a) $Pr = 630$. (b) $Pr = 285$. $x_0/D = 0,5$

Geometría MH3

Los resultados correspondientes a la geometría MH3 se representan en la Figura 5.9, donde se recoge el número de Nusselt en función del número de Reynolds neto para distintos números de Reynolds oscilatorio para dos números de Prandtl, (a) $Pr = 470$ y (b) $Pr = 190$.

Figura 5.9. Número de Nusselt en función del número de Reynolds neto y varios números de Reynolds oscilatorio. Geometría MH3. (a) $Pr = 470$. (b) $Pr = 190$. $x_0/D = 0,288$

La tendencia de los resultados es muy similar a la de los ensayos correspondientes a la geometría MH1. Así, todos los comentarios expuestos acerca de la geometría MH1 son aplicables a la geometría MH3. Una comparación más detallada en términos de mejora de la transferencia de calor se realiza en el apartado 5.4.

5.1.4 Estratificación

Este subapartado se centra en comprobar el efecto de la superposición del flujo oscilatorio y el flujo neto sobre el nivel de estratificación del flujo. Para ello, la Figura 5.10 representa para la geometría MH1 (a) y MH3 (b) el parámetro de estratificación en función del número

de Reynolds neto para distintos números de Reynolds oscilatorio y un número de Prandtl dado.

Figura 5.10. Parámetro de estratificación en función del número de Reynolds neto. (a) Geometría MH1, $Pr = 285$. (b) Geometría MH3, $Pr = 190$.

Para ambas geometrías queda patente la gran efectividad del flujo oscilatorio en la atenuación e incluso eliminación del efecto de la convección mixta. Por ejemplo, para la geometría MH1 operando con un número de Reynolds neto $Re_n \sim 100$ se tiene un valor del parámetro de estratificación $\theta \sim 100$ para el funcionamiento en régimen estacionario, mientras que la superposición de un flujo oscilatorio moderado de valor $Re_{osc} \sim 70$ lleva a reducir entre 4 el valor del parámetro de estratificación. Se observa que, en ambos casos,

la superposición de un número de Reynolds oscilatorio $Re_{osc} > 100$ supone la eliminación del efecto de la estratificación.

5.3. Correlaciones para el número de Nusselt

Una vez delimitados los regímenes de flujo, se procede a ajustar cada una de las regiones a expresiones de la forma:

$$Nu = C_1 \cdot Re_n^{m_2} \cdot Pr^{m_3} \quad (5.2)$$

Así, se obtienen las siguientes correlaciones para la geometría MH1:

$$Nu = 1,304 \cdot Re_n^{0,402} \cdot Pr^{0,227} \quad 10 < Re_n < 100 \quad (5.3)$$

$$Nu = 0,503 \cdot Re_n^{0,735} \cdot Pr^{0,216} \quad 10 < Re_n < 150 \quad (5.4)$$

Los valores predichos por las ecuaciones ajustan todos los datos experimentales con un margen del ± 10 %, lo cual indica la bondad del ajuste obtenido.

En cuanto a la geometría MH3:

$$Nu = 1,08 \cdot Re_n^{0,501} \cdot Pr^{0,285} \quad 10 < Re_n < 105 \quad (5.5)$$

$$Nu = 0,43 \cdot Re_n^{0,756} \cdot Pr^{0,285} \quad 183 < Re_n < 600 \quad (5.6)$$

Una comparación de los valores predichos por las correlaciones y los valores experimentales muestra que las correlaciones ajustan todos los datos de ambas regiones con un margen de desviación del ± 10 %.

Los datos obtenidos en régimen dinámico se han ajustado a expresiones de la forma:

$$Nu = C_1 \cdot Re_n^{m_1} \cdot Re_{osc}^{m_2} \cdot Pr^{m_3} \quad \Psi > 1 \quad (5.7)$$

Para la geometría MH1 se ha obtenido la siguiente correlación:

$$Nu = 0,538 \cdot Re_n^{0,155} \cdot Re_{osc}^{0,588} \cdot Pr^{0,22} \quad \Psi > 1 \quad (5.8)$$

Esta correlación ajusta el 83 % de los datos con una desviación máxima del ± 10 % y el 98 % de los mismos con una desviación máxima del ± 20 %. La desviación media de todos los puntos experimentales respecto a las predicciones del ajuste es de un 6,1 %.

Mientras que para la geometría MH3:

$$Nu = 0,412 \cdot Re_n^{0,196} \cdot Re_{osc}^{0,583} \cdot Pr^{0,285} \quad \Psi > 1 \quad (5.9)$$

Esta correlación ajusta el 88 % de los datos con una desviación máxima del ± 10 % y el 100 % de los mismos con una desviación máxima del ± 20 %. La desviación media de todos los puntos experimentales respecto a las predicciones del ajuste es de un 4,8 %.

5.4. Evaluación de las prestaciones

Para evaluar las prestaciones termohidráulicas de las geometrías y de la superposición del flujo oscilatorio se emplea el criterio R3, definido por Bergles [113]. Este criterio se basa

en la mejora de la transferencia de calor cuando se inserta una geometría manteniendo el consumo de potencia y la geometría del intercambiador.

$$R3 = \frac{Nu_b}{Nu_s} \Big|_{\dot{W}_s = \dot{W}_b, A_s = A_b} \quad \Psi > 1 \quad (5.10)$$

Sin embargo, es necesario adaptar este criterio al dispositivo estudiado, pues el consumo de potencia del tubo con deflectores insertados en régimen dinámico vendrá dado por la suma del consumo debido al flujo neto y al oscilatorio. La adaptación del criterio R3 se recoge en el Anexo G.

El procedimiento seguido ha consistido en utilizar los datos experimentales de transmisión de calor como datos principales. Para cada uno de los puntos experimentales se han determinado, para los números de Reynolds neto y oscilatorio correspondientes, el consumo de potencia total utilizando las correlaciones obtenidas para el factor de fricción en régimen estacionario y para el número de potencia en régimen dinámico.

5.4.1. Régimen estacionario

Este caso corresponde a los deflectores introducidos trabajando en régimen estacionario, como una mejora pasiva de la transferencia de calor. En la Figura 5.11 se representa el parámetro R3 en función del número de Reynolds del tubo liso de referencia para los números de Prandtl ensayados para las geometrías MH1 (a) y MH3 (b).

Se observa que la geometría MH1 (Figura 5.11 (a)) como elemento pasivo produce una mejora según el criterio R3 en todo el rango ensayado. También es patente la significativa influencia del número de Prandtl, de igual modo que lo hacía en la transferencia de calor. Para bajos números de Reynolds del tubo liso de referencia se obtienen en general mejoras modestas, si bien para el número de Prandtl más alto, $Pr = 630$, las mejoras pueden llegar incluso de $R3 \sim 3$ para $Re_s = 600$. El rango óptimo de funcionamiento estaría en $700 < Re_s < 2300$, donde el parámetro R3 puede alcanzar valores desde un mínimo de 3 hasta 8 para el mayor número de Prandtl. Este rango de números de Reynolds corresponde a la región en que se habría iniciado la transición en el tubo con la geometría MH1 insertada, aumentando significativamente la transferencia de calor, mientras que en el tubo liso todavía habría un flujo laminar con valores reducidos de la transferencia de calor.

En cuanto a la geometría MH3, la Figura 5.11 (b), las tendencias de las curvas son idénticas a las de la geometría MH1, cabiendo remarcar que hay una mejora apreciable para los números de Reynolds más bajos y que, para la geometría MH3, el rango óptimo se amplía ligeramente a $600 < Re_s < 2300$. Esto puede justificarse por el hecho de que el inicio de la transición para la geometría MH3 tiene lugar para un menor número de Reynolds del tubo mejorado respecto a la geometría MH1.

(a)

(b)

Figura 5.11. Parámetro de mejora $R3$ en función del número de Reynolds neto para distintos números de Prandtl. (a) Geometría MH1. (b) Geometría MH3.

Para confirmar las observaciones anteriores se han comparado los resultados de ambas geometrías para un mismo número de Prandtl, $Pr=190$. Para ello, los resultados de la geometría MH1 se han corregido según la influencia del número de Prandtl obtenida en las correlaciones experimentales. En la Figura 5.12 se aprecia de forma más clara la modesta mejora de la geometría MH3 para números de Reynolds bajos y el aumento de la región en la que la mejora es más elevada. Por lo demás, se puede afirmar que ambas geometrías proporcionan mejoras bastante similares, lo que sostiene que las geometrías multiorificio deban utilizarse con la finalidad de facilitar el escalado y no para mejorar la transferencia de calor.

Figura 5.12. Parámetro de mejora $R3$ en función del número de Reynolds neto para las geometrías MH1 y MH3. $Pr=190$

5.4.2. Régimen dinámico

La Figura 5.13 (a) y (b) muestra el criterio de mejora $R3$ para distintos números de Reynolds oscilatorio y dos números de Prandtl para la geometría MH1. Para el mayor número de Prandtl, $Pr = 630$, se puede observar un aumento notable de las mejoras en el rango $500 < Re_s < 700$ con mejoras moderadas hasta $Re_s = 2300$, valor a partir del cual la superposición de la oscilación se vuelve contraproducente para el rango de números de Reynolds oscilatorios estudiado.

Para el número de Prandtl $Pr = 285$ la situación es similar, apreciándose importantes mejoras para un rango similar de números de Reynolds, $400 < Re_s < 800$. Por encima de $Re_s = 800$ la oscilación con el rango de números de Reynolds oscilatorios no supone una mejora en la transferencia de calor.

La Figura 5.14 (a) y (b) muestra el criterio de mejora $R3$ para distintos números de Reynolds oscilatorio y dos números de Prandtl para la geometría MH3. Para el mayor número de Prandtl, $Pr = 470$, se aprecia que la superposición del flujo oscilatorio para $Re_s < 500$ no supone un aumento apreciable de la transferencia de calor. Así, para un intercambiador de tubos lisos con un número de Reynolds neto dado, sería indiferente invertir la potencia en un tubo con deflectores insertados trabajando únicamente con caudal neto o con oscilatorio superpuesto. A esto habría que añadir la complejidad de operación añadida por la superposición del caudal neto y oscilatorio.

Para mayores números de Reynolds del tubo liso, $Re_s > 500$, el efecto del flujo oscilatorio superpuesto puede llegar a ser contraproducente, dando lugar a pérdidas de la transferencia de calor para el rango estudiado cuando $Re_{osc} > 90$, lo cual indica que una intensidad de oscilación excesiva puede ser ineficiente.

(a)

(b)

Figura 5.13. Parámetro de mejora $R3$ en función del número de Reynolds neto para distintos números de Reynolds oscilatorio y (a) $Pr = 630$ y (b) $Pr = 285$. Geometría MH1

En el caso de un menor número de Prandtl, $Pr = 190$, la tendencia es distinta, con mejoras apreciables de la transferencia de calor para $Re_{osc} < 160$ hasta un número de Reynolds del tubo liso de 2300, a partir de dicho valor, las diferencias son despreciables. Un aumento del Reynolds oscilatorio provoca un descenso en la transferencia de calor de igual modo que ocurriría para un $Pr = 470$.

Estos resultados muestran la complejidad de establecer criterios generales que permitan determinar en qué condiciones la superposición del flujo oscilatorio resulta eficiente desde un punto de vista termohidráulico.

(a)

(b)

Figura 5.14. Parámetro de mejora $R3$ en función del número de Reynolds neto para distintos números de Reynolds oscilatorio y (a) $Pr = 470$ y (b) $Pr = 190$. Geometría MH3.

5.5. Conclusiones

- Se ha estudiado la transferencia de calor en un amplio rango de número de Reynolds neto y de Prandtl para las geometrías MH1 y MH3. Se han delimitado los distintos regímenes del flujo y se han propuesto distintas correlaciones del número de Nusselt en función de los números de Reynolds neto y de Prandtl.

- Se ha comprobado la existencia de convección natural en la región laminar de ambas geometrías a partir de la distribución de temperatura de pared exterior, siendo el efecto sobre el perfil de temperaturas más notable en el caso de la geometría MH1.
- La medida de la temperatura de pared en distintas posiciones axiales ha permitido comprobar la evolución del número de Nusselt a lo largo de la longitud de la celda. Los resultados demuestran la estrecha relación del Nusselt local con los patrones de flujo observados y la gran variación del mismo especialmente en régimen turbulento.
- La medida de la desviación típica de la temperatura de pared ha permitido delimitar el inicio de la transición. Además, la evolución de la desviación típica apoya la idea de que la transición es drástica en el caso de la geometría MH1, mientras que en el de la geometría MH3 es más suave, con una desviación típica más reducida en la región de transición y turbulenta.
- Se ha estudiado un amplio rango de números de Reynolds oscilatorios superpuestos a un caudal neto, obteniéndose aumentos de la transferencia de calor de hasta 5 veces para la geometría MH1 y de 4 veces para la geometría MH3, respecto al caso en régimen estacionario con la geometría correspondiente. Además, se ha comprobado que la superposición del flujo oscilatorio puede disminuir e incluso eliminar el efecto de la convección natural.
- Se han evaluado las prestaciones mediante el criterio R3. En régimen estacionario se ha comprobado que tanto las geometrías MH1 y MH3 suponen aumentos significativos de la transferencia de calor, especialmente en el rango $600 < Re_n < 2300$ para el rango de números de Prandtl estudiados.
- En régimen dinámico, se ha comprobado que la superposición de la oscilación puede llevar a incrementos de la transferencia de calor, según el criterio R3, para tubos lisos operando con números de Reynolds $Re_s < 2300$, especialmente a bajos números de Prandtl, $Pr = 190$. También se ha comprobado que por encima de cierto valor del número de Reynolds oscilatorio el efecto de la oscilación sobre la transferencia de calor es negativo.

6 Simulación numérica del flujo

La simulación numérica del flujo es una herramienta cada vez más extendida para el estudio fluidomecánico en una gran variedad de aplicaciones. El estudio de los reactores de flujo oscilatorio no ha sido una excepción, como muestra el significativo número de artículos recientes [44,45,130]. Sin embargo, muchos de los estudios basan su validación en la comparación cualitativa con los patrones de flujo experimentales. En su lugar, este capítulo muestra, por primera vez, comparativas del modelo numérico con los resultados de caída de presión obtenidos experimentalmente. Para ello se ha utilizado el software comercial ANSYS Fluent [133].

En primer lugar, se valida el comportamiento en régimen estacionario y laminar del modelo, para lo que se comparan los resultados de visualización y de caída de presión. Este modelo se utiliza para estudiar el desarrollo del flujo periódico y así validar la disposición experimental utilizada.

La segunda parte se centra en el estudio en régimen oscilatorio, comparando con los resultados de caída de presión y disipación de potencia experimentales. Finalmente, se emplea el modelo desarrollado para estudiar aspectos relevantes como son el desarrollo de la periodicidad espacial y temporal, los cuales no han podido estudiarse experimentalmente dadas las limitaciones de la instalación de ensayos.

6.1. Metodología numérica y mallado

Las simulaciones se han realizado utilizando el software ANSYS Fluent 18 [133], disponible en el servidor de cálculo del Servicio de Apoyo a la Investigación Tecnológica (SAIT) de la Universidad Politécnica de Cartagena. Las dimensiones de las geometrías se han reproducido para ser análogas a las ensayadas experimentalmente. La principal diferencia estriba en que las varillas de unión no han sido tenidas en cuenta para el mallado computacional.

Mallado computacional

El mallado se ha obtenido mediante la discretización de la sección transversal con cuadriláteros, para después mediante extrusión obtener el mallado de una celda completa. La malla se ha refinado cerca de las paredes del dominio, así como en las zonas contiguas al orificio central, donde se espera que el gradiente de velocidad sea mayor. Finalmente, mediante la unión de varias celdas se ha obtenido el dominio computacional completo que

permitirá estudiar la evolución del flujo a lo largo de la geometría. Se ha utilizado un total de 6 celdas para las geometrías MH1 y MH3, garantizando, como se verá más adelante, el desarrollo de condiciones de flujo espacialmente periódico.

Puede llamar la atención el hecho de que, a pesar de la simetría de las geometrías estudiadas, no se haya hecho uso de la condición de simetría del flujo según el plano vertical. Sin embargo, como se ha comprobado en el capítulo 3, a cierto número de Reynolds oscilatorio el flujo se vuelve tridimensional y asimétrico, siendo el *solver* laminar capaz de predecir dicho comportamiento [16], con lo que se ha decidido no imponer dicha condición de simetría.

Análisis de sensibilidad de la malla

Se ha realizado un análisis de sensibilidad de la malla para determinar la densidad de la misma que proporciona unos resultados satisfactorios. Para ello, se ha seleccionado un caso de referencia y se ha monitorizado la presión estática en la sección intermedia de la celda y la velocidad axial en el punto central de la misma. En la Tabla 6.1 y la Tabla 6.2 se recogen el número de elementos de las mallas simuladas, así como la desviación (en porcentaje) de las variables medidas respecto al caso con la malla más fina.

Tabla 6.1. Resultados del análisis de sensibilidad. Geometría MH1 [110]

Malla	Número de elementos por celda($\cdot 10^3$)	Desviación presión estática (%)	Desviación velocidad axial (%)
1	85	12,5	11,8
2	140	6,2	5,6
3	188	3,1	1,2
4	250	0,42	0,41
5	410	-	-

Tabla 6.2. Resultados del análisis de sensibilidad. Geometría MH3

Malla	Número de elementos por celda($\cdot 10^3$)	Desviación presión estática (%)	Desviación velocidad axial (%)
1	107	1,8	1,4
2	255	0,21	0,34
3	414	-	-

En la Figura 6.1 (a) y (b) se muestra una vista longitudinal del mallado (que se utilizará a lo largo del presente capítulo) de una celda para las geometrías MH1 y MH3, respectivamente.

Figura 6.1. Mallado de la celda utilizado para la simulación numérica del flujo en la geometría (a) MH1 y (b) MH3

Parámetros de Resolución

Se ha seleccionado un modelo de cálculo desacoplado (*segregated*), con esquemas de segundo orden para la discretización de la presión y la cantidad de movimiento. El acoplamiento presión-velocidad se resolvió mediante el esquema SIMPLE. El flujo se ha modelado como incompresible y laminar. Como criterio de convergencia se ha impuesto que los residuos de las ecuaciones de continuidad y de cantidad de movimiento alcancen un valor menor a 10^{-5} .

Las propiedades del fluido de ensayo corresponden a las de mezclas de agua y propilenglicol. La concentración de propilenglicol (en el rango del 80 al 100 %) se ha ajustado para cada conjunto de simulaciones para que sea igual a la de los experimentos correspondientes.

Condiciones de contorno

A la salida se ha impuesto una presión nula y a la entrada se ha impuesto una velocidad uniforme. A los límites del dominio fluido (paredes del tubo y de los deflectores) se les ha impuesto la condición de no deslizamiento.

Caso oscilatorio

Para la simulación en régimen oscilatorio se hace necesario resolver el problema como no estacionario. Para cada caso simulado se ha tomado un paso temporal tal que por cada ciclo se resuelvan 96 fases del ciclo de oscilación. Esta discretización ha permitido caracterizar la señal de presión de forma adecuada, a la vez que no resulta excesiva computacionalmente.

Para cada paso de tiempo se ha actualizado la condición de contorno de velocidad a la entrada, siguiendo la expresión:

$$u(t) = x_0 \cdot 2\pi \cdot f \cdot \text{sen}(2\pi \cdot f \cdot t) \quad (6.1)$$

6.2. Resultados en régimen estacionario

6.2.1. Comprobación de la periodicidad espacial del flujo

El objetivo de este apartado es determinar el número de celdas necesarias para que el flujo alcance periodicidad espacial. Para este estudio se ha definido el factor de fricción de Fanning para una sección j calculado con su expresión habitual, utilizando como caída de presión la diferencia entre la presión en la sección transversal intermedia de la siguiente celda, p_{j+1} , y la de la propia celda, p_j . De esta forma, el factor de fricción de Fanning celda-a-celda es:

$$f_{n,j} = \frac{(p_{j+1} - p_j)}{2 \rho u_n^2} \cdot \frac{D}{l} \quad (6.2)$$

La evolución del factor de fricción de Fanning celda-a-celda para varios números de Reynolds neto para la geometría MH3 se muestra en la Figura 6.2. Se aprecia que el factor de fricción es mucho mayor en la primera celda, para después reducirse en las siguientes celdas. El elevado factor de fricción en esta primera celda puede achacarse a que el flujo entra con un perfil de velocidad uniforme para encontrarse con el primer deflector, lo que provoca un drástico cambio en el patrón de flujo que debe adaptarse al paso a través de los orificios. Una vez que el flujo ha pasado por los orificios del primer deflector, el patrón se adapta mejor al paso por el siguiente deflector. Como se aprecia, el flujo requiere pocas celdas para alcanzar un factor de fricción estable y, por tanto, un comportamiento periódico espacialmente.

Figura 6.2. Factor de fricción de Fanning celda-a-celda para varios números de Reynolds neto. Geometría MH3.

Para observar en mayor detalle el desarrollo de la periodicidad espacial se ha representado la desviación del factor de fricción de Fanning celda-a-celda en cada celda respecto al de la penúltima celda:

$$\varepsilon_f(\%) = \frac{|f_{n,j} - f_{n,5}|}{f_{n,5}} \cdot 100 \quad (6.3)$$

Los valores se representan para el mayor número de Reynolds neto simulado y para ambas geometrías en la Figura 6.3. Puede apreciarse que el efecto de entrada es más notable en el caso de la geometría MH3, siendo la caída de presión (o el factor de fricción celda-a-celda) aproximadamente del doble en la primera celda respecto a la que habría en condiciones de flujo periódico.

Se comprueba que para la geometría MH1 se tiene en la tercera celda una desviación del 0,85 %, y del 0,43 % para la geometría MH1. Así, puede concluirse que 3 celdas son suficientes para que el flujo alcance condiciones de flujo periódico. Así, queda comprobado que las 5 celdas previas a las tomas de presión en la instalación experimental son suficientes para evitar efectos de entrada.

Figura 6.3. Desviación del factor de fricción de Fanning celda-a-celda, respecto al de flujo espacialmente periódico, en función del número de celda. Geometrías MH1 y MH3.

6.2.2. Resultados de caída de presión

En la Figura 6.4 se muestra una comparativa de los resultados del factor de fricción de Fanning neto obtenidos mediante CFD y los ajustes obtenidos a partir de los resultados experimentales.

Se puede apreciar que la tendencia de las simulaciones es muy similar a la experimental. La desviación máxima y promedio observada entre los resultados CFD y el ajuste experimental es del 12 % y del 8,9 % para la geometría MH1, respectivamente; mientras que para la geometría MH3 es del 8 % y un 4,9 %. La diferencia significativa en el caso de la geometría MH1 podría deberse a que los deflectores reales no presentan un ángulo perfectamente recto en el orificio del deflector, lo que llevaría a que el desprendimiento del flujo no fuese tan brusco y tenga por tanto asociada una caída de presión menor. Sin

embargo, en líneas generales, puede asumirse que el modelo es adecuado para representar el comportamiento del flujo en régimen laminar.

Figura 6.4. Factor de fricción de Fanning neto en función del número de Reynolds neto obtenido mediante CFD- Geometrías MH1 y MH3.

6.2.3. Patrones de flujo en la región laminar

Geometría MH1

En la Figura 6.5 se muestran los contornos de la magnitud de la velocidad escalar, junto a las líneas de corriente correspondientes a varios números de Reynolds neto en régimen laminar, para la geometría MH1. El flujo neto avanza de izquierda a derecha.

En la Figura 6.5 (a) se aprecia que incluso a números de Reynolds neto muy reducidos, $Re_n = 1$, se produce desprendimiento del flujo, formándose una pequeña recirculación aguas abajo del deflector, para posteriormente expandirse y readherirse a la pared del tubo. Para mayores números de Reynolds neto (Figura 6.5 (b) y (c)) se produce un rápido crecimiento del tamaño de la recirculación aguas abajo del deflector, siendo menor la expansión del chorro central originado al pasar el deflector. Finalmente, para un $Re_n = 102$ (Figura 6.5 (d)) el flujo está caracterizado por un chorro central que apenas se expande (pudiendo describirse como una situación de ‘cortocircuito’ del flujo) y una gran recirculación (con forma toroidal si es observada en tres dimensiones) que ocupa todo el espacio entre deflectores.

Para estudiar en más detalle la evolución del patrón de flujo en régimen laminar, se ha medido el tamaño de la recirculación aguas abajo de los deflectores. Para estimar la longitud de la recirculación se ha determinado la máxima distancia axial en la que se hace nula la componente de velocidad axial.

En la Figura 6.6 se representa la variación de la longitud de la recirculación, l_{rec} (adimensionalizada con la longitud de celda) en función del número de Reynolds neto. Se puede observar cómo la longitud de la recirculación es muy reducida para bajos números de Reynolds neto, del orden de $l_{rec} = 0,04 \cdot D$ para $Re_n = 1$, para crecer hasta alcanzar la longitud entre deflectores para un número de Reynolds neto $Re_n \approx 70$. Estos resultados justifican la influencia tan significativa del número de Reynolds neto en el número de

Nusselt promedio en régimen laminar, así como en la evolución del número de Nusselt local a lo largo de la celda.

Figura 6.5. Contorno de velocidad escalar y líneas de corriente para flujo estacionario. Geometría MH1. (a) $Re_n = 1$. (b) $Re_n = 15$. (c) $Re_n = 32$. (d) $Re_n = 102$.

Figura 6.6. Evolución del tamaño de la recirculación con el número de Reynolds neto para la geometría MH1.

Geometría MH3

En la Figura 6.7 se muestran los campos de velocidad a lo largo de una celda de la geometría MH3 en el rango $Re_n = 1 - 80$. El plano de visualización corresponde a uno de los tres planos de simetría de la geometría, que pasa por el centro de uno de los orificios, con lo que la componente de velocidad fuera de plano es nula. Solamente se han representado, a modo orientativo, las líneas de corriente con origen en el orificio del deflector aguas arriba, para así dar una idea de la expansión del flujo tras pasar por el orificio.

Figura 6.7. Contorno de velocidad escalar y líneas de corriente para flujo estacionario. Geometría MH3. (a) $Re_n = 1$. (b) $Re_n = 7$. (c) $Re_n = 30$. (d) $Re_n = 80$.

Se puede apreciar cómo a bajos números de Reynolds neto, $Re_n = 1$, el flujo se expande notablemente hasta alcanzar la pared del tubo en la parte exterior, mientras que hacia la parte inferior, aunque no hay paredes que limiten la expansión, se puede deducir que la expansión se ve frenada por la expansión de los otros dos chorros formados por los otros dos orificios. A mayor número de Reynolds neto la expansión del chorro es gradualmente

menor hasta alcanzar un comportamiento de flujo tipo ‘cortocircuito’ sin apenas expansión para $Re_n = 80$. Así, se puede concluir que el comportamiento general del flujo en régimen estacionario es muy similar al observado para la geometría de un solo orificio.

6.3. Resultados en régimen oscilatorio

6.3.1. Reducción de datos

Para validar los resultados numéricos con los resultados experimentales es necesario aplicar una metodología de reducción de datos coherente con la aplicada experimentalmente. Tal y como se vio en el apartado 4.2, se han utilizado dos métodos: el ajuste estadístico y la transformada de Fourier para caracterizar la señal de caída de presión en régimen oscilatorio (amplitud y fase). De la misma manera, estos métodos se han aplicado para los resultados obtenidos mediante simulación numérica, si bien los resultados aquí presentados corresponden únicamente a los obtenidos mediante el ajuste estadístico.

En la Figura 6.8 se muestra la señal de caída de presión en una celda para un caso simulado, junto con la señal ajustada estadísticamente para un caso correspondiente a la geometría MH1.

Figura 6.8. Señal de caída de presión bruta y ajustada estadísticamente y velocidad instantánea

Se puede apreciar que el comportamiento de la onda no es perfectamente senoidal. Los resultados de la simulación también nos permiten justificar la afirmación realizada anteriormente acerca del cálculo del desfase presión-velocidad: que el cálculo a partir de los pasos por cero no es adecuado si en el cálculo de la densidad de potencia se va a asumir que la onda de presión es senoidal. En la Figura 6.9 se recoge la variación del desfase presión-velocidad para la geometría MH1 y una amplitud $x_0/D = 0,5$, calculado a partir de los pasos por cero y a mediante el algoritmo del ajuste estadístico.

Figura 6.9. Desfase presión velocidad obtenido mediante distintos métodos

6.3.2. Comprobación de la periodicidad espacial y temporal del flujo

En este apartado se estudian dos aspectos relevantes del flujo oscilatorio: su periodicidad espacial y temporal. La ausencia de periodicidad temporal y espacial puede deberse a dos motivos (superpuestos o no):

- El desarrollo de la periodicidad por *efectos locales/transitorios*. En el caso de la periodicidad temporal, se requieren una serie de ciclos para que el flujo, que parte desde el reposo, alcance condiciones de flujo periódico. En el caso de la periodicidad espacial ocurre de forma análoga al funcionamiento en régimen estacionario: se requiere un cierto número de celdas para que el flujo desarrolle condiciones espacialmente periódicas. Cabe destacar que, al tratarse de un flujo oscilatorio con inversión del flujo, los efectos de entrada se producirán en ambos extremos de la longitud del reactor, si bien durante semiciclos distintos.
- El *comportamiento del flujo*. Cuando el flujo se vuelve *caótico* la pérdida de la simetría lleva a la pérdida de la periodicidad: a) espacial, entre celdas distintas durante una misma fase del ciclo de oscilación, y b) temporal, en una celda para una misma fase en ciclos de oscilación distintos.

En primer lugar, se estudia el desarrollo de la periodicidad espacial y temporal del flujo en un flujo con un comportamiento laminar (y periódico). Para estudiar el desarrollo de la periodicidad espacial se ha utilizado el número de Potencia (calculado a partir de la caída de presión en una celda) una vez que el flujo alcanza condiciones de flujo periódico temporalmente.

En la Figura 6.10 se muestra la desviación del número de Potencia a lo largo de cada una de las 12 celdas simuladas, i , para el sexto ciclo de oscilación simulado (para el cual el flujo ya cumplía condiciones de periodicidad temporal), respecto al número de Potencia calculado para la celda número 6:

$$\varepsilon_{Po}(\%) = \frac{|Po_{i,6} - Po_{6,6}|}{Po_{6,6}} \cdot 100 \quad (6.4)$$

Los resultados corresponden a una amplitud de oscilación $x_0/D = 0,5$ y un $Re_{osc} = 92$, que corresponde al valor más alto simulado para el cual no debería haberse desarrollado la asimetría del fujo. Se aprecia que la tendencia es muy similar a la observada en el estudio de la periodicidad espacial en régimen estacionario. Solamente cabe destacar que, al haber flujo reverso, también tienen efecto las últimas celdas en el desarrollo de la periodicidad espacial. Para la tercera celda la desviación es menor del 0,1 %, lo que permite concluir que la instalación termohidráulica (con 5 celdas a la entrada y salida hasta las tomas de presión) cumple los requisitos para que el flujo alcance condiciones de flujo espacialmente periódico en la sección de medida.

Figura 6.10. Variación del número de Potencia a lo largo de la sección de ensayo.

En cuanto a la periodicidad temporal, la Figura 6.11 muestra la evolución del número de Potencia para varios ciclos de oscilación respecto al valor obtenido para el último ciclo simulado. El cálculo se ha realizado para la celda número 6, donde ya se han alcanzado condiciones de flujo espacialmente periódico. Las condiciones de la simulación son: $x_0/D = 0,5$ y $Re_{osc} = 92$.

Se observa que el transitorio inicial afecta significativamente al ciclo inicial, para el que se obtendría un consumo de potencia un 7,5 % mayor. Al margen del primer ciclo, no hay apenas variaciones del número de Potencia (menores al 0,1 %) a lo largo de la simulación, lo que indica que las condiciones de flujo temporalmente periódico se alcanzan rápidamente para el caso estudiado.

Del estudio de la periodicidad se puede extraer que es necesario descartar el ciclo inicial de oscilación y considerar únicamente la caída de presión entre las celdas número 4 y 9, garantizando así que se cumplen las condiciones de flujo temporal y espacialmente periódico.

Figura 6.11. Variación del número de Potencia a lo largo de la sección de ensayo.

6.3.2. Resultados de caída de presión y disipación de potencia

Este apartado se centra en validar los resultados de caída de presión y disipación de potencia obtenidos mediante simulación numérica con los obtenidos en la instalación de ensayos termohidráulicos en la validación de los resultados numéricos y experimentales: factor de fricción de Fanning oscilatorio (Figura 6.12) y desfase presión-velocidad (Figura 6.13).

Figura 6.12. Comparación del factor de fricción de Fanning obtenido de las simulaciones y experimentalmente (x). Geometría MH1.

Figura 6.13. Comparación del desfase presión-velocidad obtenido de las simulaciones y experimentalmente (x). Geometría MH1.

En ambos casos puede comprobarse que las simulaciones numéricas representan correctamente la tendencia de los datos experimentales hasta $Re_{osc} = 100$, cuando el flujo se vuelve asimétrico. Por debajo de $Re_{osc} = 100$ las desviaciones observadas en las gráficas entre los resultados numéricos y experimentales pueden parecer significativas. Sin embargo, no se han registrado desviaciones relativas superiores al 10 %, el cual es un valor satisfactorio, teniendo en cuenta que la incertidumbre promedio del factor de fricción de Fanning oscilatorio es del 9,4 %. Se puede concluir que para $Re_{osc} < 100$ el modelo laminar es suficiente para describir el comportamiento del flujo. Para $Re_{osc} > 100$ las tendencias experimentales no concuerdan con las obtenidas numéricamente con el modelo laminar, lo que sugiere que estudios futuros deberían profundizar en el modelado de la turbulencia en dicho rango.

6.4. Conclusiones

- Se han obtenido los patrones de flujo en régimen estacionario para las geometrías MH1 y MH3, operando en régimen laminar. En ambos casos se ha comprobado que el patrón de flujo está caracterizado por un chorro/s formado/s en el/los orificio/s que se expande/n y contrae/n a lo largo de la celda.
- Se ha estudiado la evolución del tamaño de la recirculación en la geometría MH1 operando en régimen estacionario y laminar, comprobando que aumenta al aumentar el número de Reynolds neto, hasta ocupar toda la longitud de la celda para un $Re_n = 70$.
- En régimen estacionario se ha comprobado que, para ambas geometrías, tres celdas son suficientes para alcanzar condiciones de flujo espacialmente periódico en el rango de números de Reynolds netos correspondiente al régimen laminar. Para la geometría MH1 en régimen oscilatorio, se ha observado que tres celdas son suficientes para alcanzar condiciones de flujo espacialmente periódico para $x_0/D = 0,5$ y $Re_{osc} = 92$. La existencia de flujo reverso lleva a que también sean

necesarias tres celdas a la salida de la sección de ensayo. De esta forma quedaría validada la disposición utilizada en la instalación de ensayos termohidráulicos.

- Se ha observado que, incluso en las condiciones ideales de la simulación numérica, la onda de caída de presión se aleja de una senoidal perfecta. Esto implica que la medida del desfase presión-velocidad mediante los pasos por cero puede conllevar errores significativos en la cuantificación de la disipación de potencia.
- Los resultados obtenidos mediante solución numérica para condiciones de régimen estacionario y oscilatorio, y laminar, se han validado satisfactorianamente con los resultados experimentales.

7 Conclusiones y comentarios finales

7.1. Conclusiones finales

Del estudio de los **patrones de flujo** se han extraído las siguientes conclusiones:

- En régimen estacionario, se han observado las características del flujo para la geometría MH1 en el rango $100 < Re_n < 650$ mediante las técnicas de visualización por burbujas de hidrógeno y PIV. Con ambas técnicas se ha comprobado que el flujo presenta un comportamiento laminar para aproximadamente $Re_n < 120$ estando formado el flujo por un chorro central y una gran recirculación aguas abajo del deflector. Por encima de $Re_n \approx 120$ el flujo se vuelve pulsátil e inestable.
- Para la geometría MH1, se ha comprobado que por encima de $Re_n \approx 120$ se produce un aumento de la intensidad turbulenta, un aumento de la energía cinética de las componentes fluctuantes del flujo y una reducción de la relación de velocidades axial-radial, indicando en todos los casos el desarrollo de un flujo más caótico y una intensificación del mezclado.
- Para la geometría MH3 se han observado características similares en los patrones de flujo: la expansión y contracción de los chorros formados y la generación de las recirculaciones aguas abajo de los deflectores. Sin embargo, no ha sido posible detectar un inicio claro de la transición en el rango estudiado: $Re_n < 120$.
- Para la geometría MH1, en régimen oscilatorio, se ha observado la simetría del flujo y la periodicidad temporal del mismo para $Re_{osc} < 130$, indicando un comportamiento laminar. En los semiciclos positivo y negativo se forman recirculaciones aguas abajo de los deflectores que crecen a lo largo de la celda. Por encima de $Re_{osc} \approx 130$, el flujo se vuelve asimétrico y tridimensional pudiendo observarse la formación de varios vórtices a lo largo de cada semiciclo de oscilación. En cuanto a la geometría MH3, se ha observado un comportamiento similar en régimen laminar pero no ha sido posible apreciar una asimetría significativa del flujo en el rango estudiado, $Re_{osc} < 160$.
- Para la geometría MH1 en régimen compuesto (caudal neto con oscilatorio superpuesto), se ha comprobado que es necesaria una relación de velocidades

suficientemente alta, $\Psi \approx 3$, para que durante el semiciclo negativo los vórtices generados puedan viajar a lo largo de toda la celda.

- El efecto del aumento del ratio de velocidades y del número de Reynolds oscilatorio es aumentar la intensidad del mezclado (disminuyendo el ratio de velocidades axial-radial, $\bar{R}_v$). Para alcanzar un mezclado adecuado ($\bar{R}_v < 3,5$) es necesario, además de un ratio de velocidades alto ($\Psi \geq 2$) un número de Reynolds oscilatorio suficientemente alto, $Re_{osc} \geq 130$.

En cuanto a la **caída de presión** y la **disipación de potencia**, las conclusiones son:

- Se ha obtenido el factor de fricción de Fanning para las geometrías MH1 y MH3 operando únicamente con un caudal neto. Los resultados han permitido distinguir los distintos regímenes del flujo: laminar, de transición, cuasi turbulento y turbulento.
- Se ha comprobado que ambas geometrías suponen un adelanto significativo del número de Reynolds neto para el que se produce la transición, con $Re_n \approx 165$ y $Re_n \approx 110$ para las geometrías MH1 y MH3, respectivamente. En el caso de la geometría MH3 se ha observado una transición suave a la turbulencia.
- Se han analizado los resultados de caída de presión en régimen oscilatorio puro, comprobando que, para distintos fluidos de ensayo, el factor de fricción de Fanning oscilatorio adimensionaliza el problema adecuadamente.
- Se ha aplicado la metodología de análisis de la relación temporal entre las señales de caída de presión y de velocidad del fluido comprobando que, para ambas geometrías y bajos números de Reynolds oscilatorios, un aumento del número de Reynolds oscilatorio supone un aumento del desfase presión-velocidad hasta un cierto valor límite. A partir de un número de Reynolds oscilatorio crítico, del orden de $Re_{osc} \approx 150$, el desfase presión-velocidad adquiere una tendencia decreciente.
- El número de Potencia definido ha permitido adimensionalizar por primera vez datos experimentales de disipación de potencia en OBRs, tal y como demuestran los resultados para distintos fluidos de ensayo.
- El estudio de distintas amplitudes de oscilación (o números de Strouhal) ha permitido comprobar que, para ambas geometrías, una reducción de la amplitud (o aumento del número de Strouhal) conlleva un aumento del factor de fricción de Fanning oscilatorio, del desfase presión-velocidad y del número de potencia para un mismo número de Reynolds oscilatorio. Esto confirma que, para una misma velocidad máxima del flujo, menores amplitudes de oscilación provocan un comportamiento más alejado del modelo cuasi estacionario.

Las conclusiones obtenidas acerca de la **transferencia de calor** son:

- Se ha estudiado la transferencia de calor en un amplio rango de número de Reynolds neto y de Prandtl para las geometrías MH1 y MH3. Se han delimitado los distintos regímenes del flujo y se han propuesto distintas correlaciones del número de Nusselt en función de los números de Reynolds neto y de Prandtl.
- Se ha comprobado la existencia de convección natural en la región laminar de ambas geometrías, basada en la distribución de temperatura de pared, siendo el efecto sobre el perfil de temperaturas más notable en el caso de la geometría MH1.

- La medida de la temperatura de pared en distintas posiciones axiales ha permitido comprobar la evolución del número de Nusselt a lo largo de la longitud de la celda. Los resultados demuestran la estrecha relación del número de Nusselt local con los patrones de flujo observados y la gran variación del mismo especialmente en régimen turbulento.
- La medida de la desviación típica de la temperatura de pared exterior ha permitido delimitar el inicio de la transición. Además, la evolución de la desviación típica apoya la idea de que la transición es drástica en el caso de la geometría MH1, mientras que en el de la geometría MH3 es más suave, con una desviación típica más reducida en la región de transición y turbulenta.
- Se ha estudiado un amplio rango de números de Reynolds oscilatorios superpuestos a un caudal neto, obteniéndose aumentos de la transferencia de calor de hasta 5 veces para la geometría MH1 y de 4 veces para la geometría MH3, respecto al caso en régimen estacionario con la geometría correspondiente. Además, se ha comprobado que la superposición del flujo oscilatorio puede disminuir e incluso eliminar el efecto de la convección natural.
- Se han evaluado las prestaciones mediante el criterio R3. En régimen estacionario se ha comprobado que tanto las geometrías MH1 y MH3 suponen aumentos significativos de la transferencia de calor, especialmente en el rango $600 < Re_n < 2300$ para el rango de números de Prandtl estudiados.
- En régimen dinámico, se ha comprobado que la superposición de la oscilación puede llevar a incrementos de la transferencia de calor, según el criterio R3, para tubos lisos operando con números de Reynolds $Re_s < 2300$, especialmente a bajos números de Prandtl, $Pr = 190$. También se ha comprobado que por encima de cierto valor del número de Reynolds oscilatorio el efecto de la oscilación sobre la transferencia de calor es negativo.

En cuanto a la **simulación numérica del flujo**, las conclusiones son:

- Se han obtenido los patrones de flujo en régimen estacionario para las geometrías MH1 y MH3, operando en régimen laminar. En ambos casos se ha comprobado que el patrón de flujo está caracterizado por un chorro/s formado/s en el/los orificio/s que se expande/n y contrae/n a lo largo de la celda.
- Se ha estudiado la evolución del tamaño de la recirculación en la geometría MH1 operando en régimen estacionario y laminar, comprobando que aumenta al aumentar el número de Reynolds neto, hasta ocupar toda la longitud de la celda para un $Re_n = 70$.
- En régimen estacionario se ha comprobado que, para ambas geometrías, tres celdas son suficientes para alcanzar condiciones de flujo espacialmente periódico en el rango de números de Reynolds netos correspondiente al régimen laminar. Para la geometría MH1 en régimen oscilatorio, se ha observado que tres celdas son suficientes para alcanzar condiciones de flujo espacialmente periódico para $x_0/D = 0,5$ y $Re_{osc} = 92$. La existencia de flujo reverso lleva a que también sean necesarias tres celdas a la salida de la sección de ensayo. De esta forma quedaría validada la disposición utilizada en la instalación de ensayos termohidráulicos.
- Se ha observado que, incluso en las condiciones ideales de la simulación numérica, la onda de caída de presión se aleja de una senoidal perfecta. Esto implica que la

medida del desfase presión-velocidad mediante los pasos por cero puede conllevar errores significativos en la cuantificación de la disipación de potencia.

- Los resultados obtenidos mediante solución numérica para condiciones de régimen estacionario y oscilatorio, y laminar, se han validado satisfactoriamente con los resultados experimentales.

7.2. Producción científica

Durante el desarrollo de la presente Tesis Doctoral se han presentado dos contribuciones a congresos nacionales y dos a congresos internacionales:

- Muñoz-Cámara, J., Solano, J. P. y Pérez-García, J., “Experimental convective heat transfer coefficient measurements in oscillatory-flow baffled tubes”, *10º Congreso Nacional de Ingeniería Termodinámica*, Lleida, Junio 2017.
- Muñoz-Cámara, J., Guillamón A. y Solano, J. P., “Analysis of coherent flow structures in tubes with coil inserts using proper orthogonal decomposition”, *4º Congreso de Jóvenes Investigadores RSME*, Valencia, Septiembre 2017.
- Muñoz, J., Crespi, D., Solano, J. P. y Vicente, P. G., “On the early onset of transition in circular-orifice baffled tubes: an experimental study”, *9th Symposium on Turbulence, Heat and mass Transfer*, Rio de Janeiro (Brasil), Julio 2018.
- Muñoz, J., Solano, J. P., García, A. y Pérez-García, J., “Convective heat transfer measurements in tubes with equally spaced baffles under steady and oscillatory flow”, *16th International Heat Transfer Conference*, Pekín (China), Agosto 2018.

Además, parte del contenido de esta Tesis Doctoral se ha visto traducido en la publicación de un artículo científico en una revista Q1 y otro que actualmente se encuentra en proceso de revisión:

- Muñoz-Cámara, J., Crespi-Llorens, D., Solano, J. P., & Vicente, P. G., “Experimental analysis of flow pattern and heat transfer in circular-orifice baffled tubes”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 147, 2020.
- Muñoz-Cámara, J., Solano, J. P., & Pérez-García, J., “Experimental correlations for oscillatory-flow friction and heat transfer in circular tubes with tri-orifice baffles”, *International Journal of Thermal Sciences*, Under review.

7.3. Continuidad de la investigación

La presente Tesis Doctoral ha supuesto un paso adelante en el estudio de las técnicas compuestas de mejora de la transferencia de calor y la aplicación de nuevas herramientas de procesado experimental. Como continuación de estas Tesis se plantean diversos trabajos:

- Estudio de las características termohidráulicas de reactores de flujo oscilatorio con diversos elementos insertados. De entre la amplia variedad de geometrías existentes se prestaría especial atención a los muelles helicoidales.
- Estudio del potencial de mejora de la transferencia de calor en tubos corrugados con flujo oscilatorio superpuesto. Los tubos corrugados son ampliamente utilizados en la fabricación de intercambiadores de calor. Sin embargo, para determinadas aplicaciones el bajo número de Reynolds neto de operación puede llevar a una

transferencia de calor insuficiente. El objetivo sería determinar si la superposición de un flujo oscilatorio en la región laminar podría implicar una mejora significativa de la transferencia de calor.

- Caracterización del nivel de mezclado mediante el análisis lagrangiano del campo fluido. Esta técnica permitiría utilizar los resultados del modelo numérico numérico, ya validado experimentalmente, para cuantificar la calidad del mezclado conseguido en función de las condiciones de operación.

7 Conclusions and final comments

7.1. Final conclusions

The following conclusions can be obtained from the **flow patterns** tests:

- Under steady flow conditions, the characteristics of the flow for the MH1 baffles have been observed for $100 < Re_n < 650$ using hydrogen bubbles visualization and PIV. Both techniques have shown that the flow behaviour is laminar for $Re_n < 120$. The flow consists of a central stream and a big flow recirculation downstream the baffle. Above $Re_n \approx 120$ the flow becomes unstable.
- For the MH1 baffles above $Re_n \approx 120$, increases in the turbulent intensity and the kinetic energy of the fluctuating components of the flow, and a decreasing in the axial-radial velocity ratio have been observed. This indicates that the flow is more chaotic and an increase in the mixing.
- For the MH3 baffles, similar characteristics have been observed in the flow patterns: expansion and contraction of the main streams and the generation of flow recirculations downstream the baffles. However, no transitional flow regime has been observed in the tested range: $Re_n < 100$.
- For the MH1 baffles under oscillatory flow conditions, the flow symmetry and the temporal periodicity have been observed for $Re_{osc} < 130$, pointing out a laminar flow behaviour. During the negative and positive semicycles, recirculations are created downstream of the baffles and they grow along the cell. Above $Re_{osc} \approx 130$, the flow becomes asymmetric and three-dimensional. Regarding the MH3 baffles, a similar behaviour has been observed under laminar flow conditions, but no significant asymmetry has been detected in the tested range, $Re_{osc} < 160$.
- For the MH1 baffles under conditions with net and oscillatory flow, a high enough velocity ratio, $\Psi \approx 3$, is required to achieve a good mixing during the negative semicycle.
- The effect of increasing the velocity ratio or the oscillatory Reynolds number is to increase the mixing intensity (reducing the axial-radial velocity ratio, $\bar{R}_v$). To achieve an appropriate mixing ($\bar{R}_v < 3,5$), a high enough oscillatory Reynolds number, $Re_{osc} \geq 130$, is required, in addition to a high velocity ratio ($\Psi \geq 2$).

Regarding the **pressure drop** and the **power dissipation**, the conclusions are:

- The Fanning friction factor was obtained for the MH1 and MH3 baffles, working with net flow. The results have allowed us to delimit the different flow regimes: laminar, transitional, quasi turbulent and turbulent.
- For both types of baffles the end of the laminar flow regime takes place at much lower net Reynolds numbers, $Re_n \approx 165$ and $Re_n \approx 110$ for MH1 and MH3, respectively. It has been observed that the transition is smoother for the MH3 baffles.
- Under oscillatory flow conditions, it has been proved that the oscillatory Fanning friction factor is a solution for the non-dimensionalization of the problem for different tested fluids.
- The developed methodology has been applied to the temporal analysis of the pressure drop and velocity signals, proving that, for both baffles, at low oscillatory Reynolds numbers, an increase in the Reynolds number causes an increase in the pressure drop-velocity phase lag up to a limit value. Above the critical oscillatory Reynolds number, around $Re_{osc} \approx 150$, the phase lag takes a decreasing trend.
- The use of the Power number has allowed us to provide, for the first time, experimental dimensionless results, regardless of the fluid properties for a wide range of oscillatory Reynolds numbers.
- The study of several oscillation amplitudes (or Strouhal numbers) allowed us to observe that, for both baffles, a reduction of the amplitude (or an increase in the Strouhal number) implies an increase in the oscillatory Fanning friction factor, the pressure drop-velocity phase lag and the Power number for the same oscillatory Reynolds number. This confirms that, for the same maximum flow velocity, lower amplitudes lead to a behaviour further from the quasi-steady model.

The conclusions related to the **heat transfer** tests are:

- A wide range of net Reynolds numbers, oscillatory Reynolds numbers and Prandtl numbers have been studied for the MH1 and MH3 baffles. The different flow regimes have been delimited and several experimental correlations for the Nusselt number have been provided as a function of the aforementioned dimensionless numbers.
- It has been observed that the natural convection has a significant effect on the laminar region, according to the temperature distribution of the outside wall temperature. The stratification effect is higher for the MH1 baffles.
- The wall temperature measurements for several axial positions have made possible the study of the local Nusselt number distribution along a cell. The results have shown a close connection between the local Nusselt number and the observed flow patterns, and the remarkable variation of the Nusselt number in the turbulent flow regime.
- The standard deviation of the wall temperature has allowed us to delimit the onset of the transitional flow regime. In addition, the variation of the standard deviation of the wall temperature supports the idea of a sharper transition in the case of the MH1 baffles than in the MH3 baffles, which have shown a lower standard deviation during the transitional and the turbulent flow regime.

- The superposition of an oscillatory Reynolds number can lead up to a 5 times increase in the heat transfer coefficient for the MH1 baffles, and 4 times for the MH3 baffles, in comparison to the same geometry working under steady flow conditions. Furthermore, the superimposed oscillatory flow reduces, and even avoids, the flow stratification.
- The R3 criterion for steady flow conditions has shown that both types of baffles, MH1 and MH3, provide a significant thermal-hydraulic performance enhancement, mainly in the range $600 < Re_s < 2300$ for all the tested range of Prandtl numbers.
- Under conditions with net and oscillatory flow, the superimposed oscillatory flow can imply an enhancement of the thermal-hydraulic performance, according to the R3 criterion, in smooth tubes working at net Reynolds numbers $Re_s < 2300$, and mainly for Prandtl numbers: $Pr > 190$. It has also been proved that the effect of an increase in the oscillatory Reynolds number above a certain value can have a negative effect on the thermal-hydraulic performance.

Regarding the **numerical simulation of the flow**, the conclusions:

- The flow patterns for both baffles, MH1 and MH3, have been obtained under steady flow conditions and in the laminar flow regime. The flow patterns are characterised by the expansion and contraction of the streams created after flowing through the orifices.
- The study of the recirculation size in the MH1 baffles, as a function of the net Reynolds number, under steady and laminar flow conditions, has shown that it increases when the Reynolds number is increased, up to the cell length at $Re_n = 70$.
- Under steady flow conditions in the laminar flow regime, three cells are enough in order to achieve spatially periodic flow conditions, for both baffles, MH1 and MH3. For the MH1 baffles under oscillatory flow conditions, three cells are also enough to achieve spatially periodic flow conditions at $Re_{osc} = 92$ and $x_0/D = 0,5$. The flow reversal implies that three cells are also required at the end of the test section.
- It has been observed that, even under the ideal conditions of a numerical simulation, the pressure drop signal is significantly different from a pure sine wave. This fact implies that the measurement of the pressure-velocity phase lag using the zero crossings can lead to a significant error in the quantification of the power dissipation.
- The numerical results for steady and oscillatory flow conditions, and laminar flow regime, have been compared with the experimental results, showing a satisfactory fitting.

7.2. Contributions

Two contributions were presented in national conferences and two in international conferences:

- Muñoz-Cámara, J., Solano, J. P. y Pérez-García, J., “Experimental convective heat transfer coefficient measurements in oscillatory-flow baffled tubes”, *10º Congreso Nacional de Ingeniería Termodinámica*, Lleida, Junio 2017.

- Muñoz-Cámara, J., Guillamón A. y Solano, J. P., “Analysis of coherent flow structures in tubes with coil inserts using proper orthogonal decomposition”, *4^o Congreso de Jóvenes Investigadores RSME*, Valencia, Septiembre 2017.
- Muñoz, J., Crespí, D., Solano, J. P. y Vicente, P. G., “On the early onset of transition in circular-orifice baffled tubes: an experimental study”, *9th Symposium on Turbulence, Heat and mass Transfer*, Rio de Janeiro (Brasil), Julio 2018.
- Muñoz, J., Solano, J. P., García, A. y Pérez-García, J., “Convective heat transfer measurements in tubes with equally spaced baffles under steady and oscillatory flow”, *16th International Heat Transfer Conference*, Pekín (China), Agosto 2018.

In addition, part of the content of this Thesis has been published in a research article in a journal (Q1) and another one is under review:

- Muñoz-Cámara, J., Crespí-Llorens, D., Solano, J. P., & Vicente, P. G., “Experimental analysis of flow pattern and heat transfer in circular-orifice baffled tubes”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 147, 2020.
- Muñoz-Cámara, J., Solano, J. P., & Pérez-García, J., “Experimental correlations for oscillatory-flow friction and heat transfer in circular tubes with tri-orifice baffles”, *International Journal of Thermal Sciences*, Under review.

7.3. Continuity of the research

The current Thesis has been a step forward in order to study compound techniques for heat transfer enhancement and the development of new processing tools in the research group. Several task are planned as an option to continue this line of research:

- Study of the thermal-hydraulic characteristics of oscillatory flow reactors with different inserts. From the wide variety of inserts described in the literature, the study would be focused on helical coils.
- Study of the heat transfer enhancement potential of the corrugated tubes with a superimposed oscillatory flow. The use of corrugated tubes is widely extended in the heat exchanger production, however, the low Reynolds number of some applications can limit their advantage. According to this, the main goal would be to establish if the superposition of an oscillatory flow could be beneficial for the thermal performance.
- Characterise the mixing intensity using the lagrangian analysis of the flow field. This technique would allow us to use the numerical results, experimentally validated, to quantify the quality of the mixing for several operating conditions.

A Criterio de diseño de OBRs con deflectores multiorificio

Los parámetros geométricos se han seleccionado con la finalidad de ser análogos a los reactores de flujo oscilatorio convencionales con deflectores de un solo orificio. Para esta geometría las medidas más extendidas son: distancia entre deflectores (longitud de celda) igual a $l = 1,5 \cdot D$, y el diámetro del orificio para garantizar una fracción del área de paso $S = 0,25$, lo que lleva a un diámetro de orificio $d = 0,5 \cdot D$.

En cuanto a las geometrías multiorificio, el criterio para seleccionar el diámetro de los orificios se basa en mantener la fracción de área de paso, con lo que:

$$S = \frac{n_o \cdot \pi \frac{d^2}{4}}{\pi \frac{D^2}{4}} \rightarrow d = \sqrt{S \frac{D^2}{n_o}} \quad (\text{A.1})$$

donde n_o es el número de orificios del deflector. De esta forma se han obtenido los diámetros de orificio para las geometrías de 3 y 7 orificios.

El objetivo en este caso es mantener en cierto modo la similitud del flujo en un reactor multiorificio con una serie de reactores con deflectores de un solo orificio con cierto diámetro equivalente. El diámetro equivalente se calcula como:

$$n_o \pi \frac{D_{eq}^2}{4} = \pi \frac{D^2}{4} \rightarrow D_{eq} = \frac{D}{\sqrt{n_o}} \quad (\text{A.2})$$

Para mantener la analogía, la longitud de celda debe ser ahora 1,5 veces el diámetro equivalente:

$$l = 1,5 \frac{D}{\sqrt{n_o}} = 1,5 \frac{d}{\sqrt{S}} \quad (\text{A.3})$$

Fijando $S = 0,25$, nos llevaría al valor $l = 3 d$, que es el empleado por González-Juárez [110].

Otro parámetro relevante, si bien no estudiado en tanta profundidad, es el espesor de los deflectores. Dos aspectos son fundamentales en la selección de esta dimensión: uno es que debe ser suficientemente reducido para que el deflector se comporte como un borde afilado provocando el desprendimiento del flujo; el otro es la resistencia estructural, pues si los deflectores son demasiado delgados puede producirse vibración en los mismos e incluso su rotura debido a las cargas dinámicas que han de soportar. Generalmente se ha discutido su influencia en términos absolutos, sin embargo, el parámetro relevante es la relación de este con el diámetro del orificio, e/d . González-Juárez [110] estudió el efecto de la relación espesor-diámetro de orificio mostrando que para las geometrías MH1 y MH3 en el rango $e/d = 0,015 - 0,120$ y $e/d = 0,026 - 0,208$, respectivamente, no se apreciaba una variación en la aparición de las características de flujo caótico. Los valores de los parámetros seleccionados caen en dicho rango, lo que garantiza que el espesor es suficientemente reducido como para provocar el efecto de borde afilado.

B Procedimientos de cálculo de los ensayos de transferencia de calor

El procesamiento de los datos de transmisión de calor resulta relativamente complejo, con lo que se distinguen los siguientes pasos:

1. Cálculo de la temperatura a la entrada de la sección de calentamiento
2. Corrección de temperatura de pared exterior medida por los termopares
3. Promediado de la temperatura de pared exterior en cada una de las secciones de ensayo
4. Cálculo de la temperatura media del fluido en cada sección de medida
5. Cálculo de la temperatura de pared interior en cada sección de medida
6. Cálculo del número de Nusselt local y promediado

Temperatura a la entrada de la sección de calentamiento

Desde la medida de temperatura con la sonda PT100 a la entrada hasta el inicio de la región de calentamiento hay una distancia significativa, con lo cual es necesario determinar las pérdidas de calor en dicho tramo. La representación esquemática de las distintas zonas de la sección de ensayo se muestra en la Figura B.1.

Las pérdidas de calor en el tramo de entrada vienen dadas por:

$$Q_{p,e} = U_e \cdot L_e \cdot (T_{b,e} - T_{amb}) \quad (B.1)$$

donde U_e es el coeficiente global de transmisión de calor del tramo de entrada, por unidad de longitud (W/m), calculado como:

$$U_e = \frac{2\pi}{R_1 + R_2 + R_3 + R_4} \quad (B.2)$$

donde R_1, R_2, R_3, R_4 son, respectivamente, la resistencia por convección interior, por conducción del tubo de acero, por conducción del aislante y por convección exterior.

$$R_1 = \frac{1}{R h_i}; R_2 = \frac{\ln(R_{t,e}/R)}{k_t}; R_3 = \frac{\ln(R_{ais}/R_{t,e})}{k_{ais}}; R_4 = \frac{1}{R_{ais} h_e} \quad (B.3)$$

Figura B.1. Evolución de la temperatura a lo largo de la sección de ensayo

El coeficiente de convección interior tendrá un efecto despreciable, ya que será muy elevado y por tanto implicará una muy baja resistencia térmica. Así, aunque parte de este tramo contiene deflectores, el coeficiente de convección se estima con las correlaciones propuestas por Edwards et al. [134] y Sieder and Tate [135], respectivamente:

$$Re_{n,e} < 2300 \rightarrow h_i = \frac{k_e}{D} \left[3,66 + \frac{0,065 (D/L_e) Re_{n,e} \cdot Pr_e}{1 + 0,04 [(D/L_e) Re_{n,e} \cdot Pr_e]^{2/3}} \right] \quad (B.4)$$

$$Re_{n,e} \geq 2300 \rightarrow h_i = \frac{k_e}{D} [0,027 \cdot Re_{n,e}^{0,8} \cdot Pr_e^{1/3}] \quad (B.5)$$

La correlación para régimen laminar puede ser empleada para flujos en desarrollo hidrodinámico si se cumple que $Pr > 5$. Dicha condición se cumple en todo caso para la presente tesis, donde el número de Prandtl mínimo ensayado es $Pr = 150$.

Para el cálculo de los números de Reynolds y de Prandtl a la entrada es necesario el cálculo de las propiedades del fluido, que se evalúan a la temperatura entrada, ya que la variación de temperatura en el tramo de entrada es reducida.

En cuanto al coeficiente de convección exterior se calcula utilizando la correlación de Churchill and Chu [136], tal y como se detalla más adelante.

La temperatura del fluido a la salida del tramo de entrada, $T_{b,i}$, o lo que es lo mismo, a la entrada de la región calentada, será:

$$T_{b,e} = T_{b,i} - \frac{Q_{p,e}}{\dot{m} \cdot c_{p,e}} \quad (B.6)$$

donde se ha tenido en cuenta el sentido de las pérdidas de calor, en función de si el fluido se encuentra a mayor o menor temperatura respecto al ambiente.

Ensayo de calibración de los termopares

Este procedimiento está extraído del planteado por Vicente [105].

Los termopares dispuestos en la sección de ensayo (un total de 64 en 8 posiciones axiales) deben ser calibrados para mejorar la precisión de medida. La razón no está solamente en que conviene corregir cualquier desviación que puedan tener el sensor desde un origen, en cuyo caso la calibración podría realizarse en un simple baño termostático. La principal fuente de error está asociada al hecho de que la fijación de los termopares a la superficie exterior del tubo mediante pasta conductora térmica no es perfecta. Por tanto, se hace necesario que la calibración se realice en la disposición experimental final, corrigiendo cualquier posible desviación de temperatura derivada de la resistencia de contacto (entre el termopar y la superficie exterior de la pared del tubo).

Así, se diseña un proceso que permita conocer la temperatura de pared exterior real con la suficiente precisión. El procedimiento es el siguiente:

1. Se fija la temperatura del fluido de la instalación mientras se le hace circular a un caudal suficientemente alto por el interior del tubo de ensayo sin la presencia de la geometría. El caudal alto asegura que la resistencia por convección interior es muy reducida y por tanto su efecto es en la temperatura de pared exterior es insignificante. Además, el elevado caudal hace que la diferencia de temperatura entre la entrada y salida de la sección de ensayo sea reducida. Esto conlleva una disminución del efecto de las pérdidas de calor en la temperatura del fluido y, por tanto, permite una estimación más precisa de la temperatura de pared exterior.
2. Se alcanza el equilibrio térmico del sistema, esto es, las temperaturas de entrada y salida de la sección de ensayo y de pared exterior son estacionarias.
3. Se procede a la medida de varias muestras (del orden de 30) de las temperaturas de los termopares y de las sondas PT100 de entrada y salida.
4. Vuelta al paso 1 cambiando la temperatura. El procedimiento se repite barriendo temperaturas en el rango: 10 – 60 °C, que es el rango de trabajo. Se ensayan un total de 10 temperaturas en dicho rango.

La temperatura de la pared exterior en cada sección del tubo puede estimarse a partir de:

- La temperatura del fluido en la sección de medida donde se ubica el termopar, $T_{b,j}$. Se calcula asumiendo que varía de forma aproximadamente lineal con la distancia entre la temperatura de entrada, $T_{b,i}$, y la de salida a la sección de ensayo, $T_{b,o}$.

$$T_{b,j} = T_{b,i} + (T_{b,o} - T_{b,i}) \cdot \frac{x_j}{(L_e + L_h + L_s)} \quad (\text{B.7})$$

donde L_e , L_h y L_s son las longitudes de las secciones de entrada, calentada y de salida, respectivamente.

- El calor cedido al ambiente en la sección de medida correspondiente, $Q_{p,j}$. Es calculado asumiendo convección natural en el exterior del tubo (ver Anexo B) y convección forzada pura en el interior (ver Anexo B). Este último supuesto se basa en los elevados caudales que se hacen circular para estos ensayos. Los detalles del cálculo del calor de pérdidas cuando no hay flujo de calor aplicado en el tubo se detallan en el apartado anterior. El calor perdido por unidad de longitud:

$$\frac{Q_{p,j}}{L} = U_j \cdot (T_{b,j} - T_{amb}) \quad (B.8)$$

La temperatura esperada en la pared exterior del tubo viene dada por:

$$T_{we,j} = T_{b,j} + \frac{Q_{p,j}}{L} \cdot \frac{(R_1 + R_2)}{2\pi} \quad (B.9)$$

La desviación de cada termopar respecto a la temperatura de pared exterior estimada se ajusta por mínimos cuadrados a un polinomio de grado 4. En la Figura B. 2 se representan las curvas de calibración para 4 termopares de secciones de medida distintas.

Figura B. 2. Desviación de las medidas de los termopares respecto a la esperada (líneas continuas) y el ajuste polinómico correspondiente (líneas discontinuas) para 4 termopares

Temperatura del fluido en las secciones de medida

La temperatura del fluido en cada una de las secciones de medida, $T_{b,j}$, se calcula asumiendo que varía linealmente con la longitud calentada, ya que las condiciones son similares a las de flujo de calor uniforme:

$$T_{b,j} = T_{b,e} + \frac{Q - Q_p}{\dot{m} \cdot c_p} \cdot \frac{x_j}{L_h} \quad (B.10)$$

donde $T_{b,e}$ es la temperatura del fluido a la entrada de la región calentada. Q es el calor aportado en la región calentada, Q_p son las pérdidas de calor en la región calentada. x_j es la distancia axial entre la sección de medida j y el inicio de la región calentada. L_h es la longitud de la región calentada.

Calor de pérdidas en la sección de ensayo

En la sección de ensayo la temperatura de pared exterior del tubo de acero puede ser estimada a partir de los termopares ubicados sobre la misma. Así, el proceso en este caso se simplifica a aplicar el algoritmo de cálculo de pérdidas al ambiente fijando como 'temperatura interior' la media de la medida con los termopares en la pared exterior

(Ecuación (B.11)) y haciendo nulas las resistencias térmicas por convección interior y por conducción en el tubo de acero.

$$T_{we} = \frac{\sum_{i=1}^{N_s} \sum_{j=1}^{N_{tp}} T_{we,i,j}}{N_s \cdot N_{tp}} \quad (B.11)$$

donde 'i' indica el número de sección y 'j' la posición circunferencial del termopar y N_s es el número de seccionales transversales en las que se mide la temperatura de pared y N_{tp} es el número de termopares en cada sección transversal.

Ahora bien, dicha temperatura media puede definirse como el valor medio existente en el tramo donde se ubican los termopares. Con lo que, al estar colocados en una posición más cercana al final de la región calentada no puede considerarse como una buena estimación. De esta manera, se va a proceder a la estimación de la temperatura de pared exterior media.

La variación de la temperatura de pared en una sección con flujo de calor uniforme tiene la misma pendiente que la temperatura del fluido [137], dada por $Q/(\dot{m} \cdot c_p)$. Si se desprecia el efecto de la región de entrada térmica y de la conducción del tubo de acero se puede estimar la temperatura de pared medida en la región de ensayo como:

$$T_{we,m} = T_{we} + \frac{Q}{\dot{m} \cdot c_p} \left(\frac{1}{2} - \frac{L_m}{L_t} \right) \quad (B.12)$$

L_m es la posición media de las secciones de medida. El calor se ha estimado directamente mediante la potencia eléctrica ($Q = I \cdot V$) sin tener en consideración las pérdidas al ambiente, ya que el error asociado es mucho menor que el asociado a las correlaciones de transferencia de calor que se utilizarán para estimar las pérdidas posteriormente.

Pérdidas de calor al ambiente

El presente algoritmo fue publicado por Churchill y Chu [136], estando la siguiente descripción basada en la expuesta en [108]. Se trata de un proceso iterativo que permite obtener el valor del parámetro convectivo h_e en el exterior de un tubo aislado. Como parámetros de entrada se necesitan la temperatura del fluido, la longitud del tramo de tubería y los coeficientes resistentes que debe atravesar el flujo de calor, esto es la asociada a la convección forzada interior, a la conductividad del acero y a la conductividad del aislante.

En primer lugar, se calculan las propiedades del fluido ambiente (aire) a la temperatura medida: $\alpha_a, \nu_a, \beta_a, Pr_a$.

El algoritmo comienza suponiendo un valor del coeficiente de convección natural $h_e = 10 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$. Se realiza un proceso iterativo en el que se recalcula la temperatura de pared exterior y con la misma un nuevo coeficiente de convección, h'_e , hasta que se cumpla la condición de convergencia indicada.

A partir de h_e se calcula R_4 y, en consecuencia, el coeficiente global U y el calor de pérdidas Q_p .

$$R_4 = \frac{1}{R_{ais} h_e} ; R_T = R_1 + R_2 + R_3 + R_4 \quad (B.13)$$

$$U = \frac{2\pi}{R_T} \quad (B.14)$$

$$Q_p = U \cdot L \cdot (T_b - T_{amb}) \quad (B.15)$$

Definiendo U_4 se puede calcular la temperatura de la pared exterior del sistema (en este caso la del aislante) a partir de la temperatura ambiente.

$$U_4 = \frac{2\pi}{R_4} \quad (B.16)$$

$$Q_p = U_4 \cdot L \cdot (T_{we,ais} - T_{amb}) \rightarrow T_{we,ais} = T_{amb} + \frac{Q_p}{U_4 L} \quad (B.17)$$

Si se define el número de Rayleigh para la convección natural exterior del siguiente modo:

$$Ra = \frac{g \cdot \beta_a \cdot |T_{we,ais} - T_{amb}| D_{ais}^3}{\nu_a \alpha_a} \quad (B.18)$$

con D_a el diámetro exterior del aislante. Se obtiene finalmente el nuevo valor del coeficiente de convección natural:

$$h_{e,conv} = \frac{k_{ais}}{D_{ais}} \cdot \frac{0,6 + (0,386 Ra^{1/6})}{[1 + (0,559/Pr_a)^{9/16}]^{8/27}} \quad (B.19)$$

Ahora bien, en condiciones de convección natural el efecto de la radiación no es despreciable [137]. Por tanto, se ha decidido calcular el coeficiente de convección equivalente al efecto de la radiación, asumiendo que la pared exterior se encuentra a la temperatura estimada, $T_{pe,a}$:

$$h_{e,rad} = \frac{\varepsilon \sigma [(T_{we,ais}(K))^4 - (T_{amb}(K))^4]}{|T_{we,ais} - T_{amb}|} \quad (B.20)$$

donde σ es la constante de Stefan-Boltzmann ($\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W/(m}^2\text{K}^4)$) y ε es la emisividad de la superficie del aislante. Para la emisividad se ha tomado un valor $\varepsilon = 0,9$, que es el valor aproximado característico de pinturas convencionales [137], como la del recubrimiento del aislante.

El coeficiente global vendrá dado por la combinación de ambos:

$$h'_e = h_{e,conv} + h_{e,rad} \quad (B.21)$$

El valor obtenido para h'_e se compara con el supuesto al inicio del bucle, h_e . Cuando la diferencia sea mínima se da por terminado el algoritmo:

$$\left| \frac{h'_e - h_e}{h_e} \right| < \frac{0,1}{100} \quad (B.22)$$

Cálculo del número de Nusselt local y promediado

Una vez conocida la temperatura de pared interior promedio en cada sección de medida, $T_{wi,j}$, el número de Nusselt local en cada sección ' j ' se calcula mediante la expresión:

$$Nu_j = \frac{q''}{(T_{wi,j} - T_{b,j})} \cdot \frac{D}{k_j} \quad (B.23)$$

donde k_j es la conductividad térmica del fluido medida a la temperatura $T_{b,j}$. q'' es el flujo de calor, calculado como el calor generado (producto de la tensión e intensidad aplicados al tubo) menos las pérdidas de calor a lo largo de la sección de ensayo, por unidad de área.

Finalmente, se calcula el número de Nusselt promediado axialmente como:

$$\overline{Nu} = \sum_{j=1}^8 Nu_j \quad (B.24)$$

Factor de corrección del número de Nusselt

En el procedimiento expuesto anteriormente se asume que las propiedades del fluido en una sección de medida son uniformes, sin embargo, para una sección dada hay una diferencia significativa ($\sim 4 - 10^\circ\text{C}$) entre la temperatura de la pared y la del fluido central, lo que afecta notablemente a las propiedades físicas de fluido a lo largo de la sección transversal del tubo, especialmente a la viscosidad dinámica.

Para solucionar este aspecto, en la bibliografía se han propuesto numerosos factores de corrección, expresados habitualmente en la forma $(\mu_w/\mu_b)^n$ ó $(Pr_w/Pr_b)^n$. Algunos de los factores de corrección propuestos, así como la correlación para tubo circular para la que se han aplicado, se recogen en [138].

En este trabajo se emplea el factor propuesto por Petukhov [139], $(\mu_w/\mu_b)^{-0,11}$, (prácticamente equivalente al empleado por Gnielinski [140], $(Pr_w/Pr_b)^{-0,11}$, siendo en nuestro caso prácticamente equivalentes, ya que la variación de la viscosidad con la temperatura es mucho mayor que la del calor específico y la conductividad térmica. Además, estudios recientes [141] avalan su exactitud.

Todos los resultados (figuras y correlaciones) se han expresado corregidos por dicho factor, para que posteriormente puedan adaptarse en función de las condiciones concretas de la aplicación.

CSolución numérica de la temperatura en la sección de ensayo

C.1. Descripción del problema

Este apartado está principalmente basado en la formulación y descripción del problema realizada en la tesis de Vicente [105].

El problema consiste en la resolución del campo de temperaturas en la sección transversal de la sección de ensayo, constituida por un tubo de acero por el que circula el fluido de ensayo y que está recubierto por un aislante térmico. Las condiciones de contorno son de convección con el fluido de ensayo en el interior y de convección en el exterior con el aire ambiente. En el tubo de acero hay una generación interna uniforme de calor.

La temperatura del aire ambiente es denominada T_{amb} y presenta un coeficiente de convección h_e . La temperatura del fluido en la sección transversal a analizar es denominada como $T_{f,i}$, y el coeficiente de convección interior, la incógnita del problema, es denominado h_i . El valor del calor generado por unidad de volumen es denominado q_{vol} .

La Figura C.1 muestra la geometría y nomenclatura del problema.

Figura C.1. Geometría del problema y discretización de la misma

C.2. Simplificaciones del problema

El problema en origen es de alta complejidad, pues se trata de resolver un problema de conducción tridimensional en régimen transitorio, sin embargo, se puede simplificar el problema sobre la base de los siguientes puntos:

Conducción transitoria

Las medidas se realizan una vez que las variables del ensayo se han estabilizado, lo cual garantizaría la estacionariedad del ensayo. Pero, las condiciones de contorno no son estacionarias sino periódicas, pues el caudal en la sección de ensayo varía sinusoidalmente, y con ello es de esperar que lo haga el coeficiente de convección interior. Este efecto ha sido observado mediante simulación numérica [110]. Sin embargo, la pared metálica del tubo se comporta como una inercia térmica frente a estas variaciones con lo que se espera que reduzca significativamente este efecto. Además, se han medido un total de 30 puntos para cada test lo que permite obtener una temperatura de pared promedio adecuada.

Flujo de calor en dirección circunferencial

En convección forzada pura no se producen variaciones de temperatura de pared en una sección transversal cualquiera. Sin embargo, en convección mixta las fuerzas de flotación provocan que el fluido más caliente asciende y el frío descienda, dando lugar a gradientes circunferenciales en la temperatura de pared significativos.

Estudios anteriores [105] han demostrado que los resultados obtenidos mediante el modelo bidireccional (con conducción radial y circunferencial) son similares a los de un modelo unidireccional (únicamente conducción radial) usando una temperatura de pared promediada en la sección, con diferencias del orden del 2 %.

Flujo de calor en dirección axial

En un tubo con flujo plenamente desarrollado las variaciones de temperatura en dirección axial producidas por el calentamiento del fluido son despreciables frente a las variaciones en dirección radial. Esto es debido a que la resistencia por conducción en dirección axial es mucho mayor que la resistencia por convección en dirección radial. Esta situación se da por ejemplo en tubos corrugados [105] o con muelles en espiral insertados [106].

Sin embargo, en geometrías de tubo con variaciones periódicas no se dan condiciones de flujo desarrollado, sino que se produce un flujo espacialmente periódico. Este el caso de las geometrías de estudio en esta tesis. Así, el campo de temperaturas puede verse variado axialmente por efecto del cambio significativo en el coeficiente de convección interior, provocado por la variación del patrón de flujo a lo largo de la sección de ensayo. En el último apartado se presenta los cambios en la formulación del problema para considerar este efecto.

C.3. Formulación matemática

Con las simplificaciones discutidas en el apartado anterior el problema es reducido a la conducción estacionaria unidimensional en dos tubos concéntricos, con generación interna de calor en uno de ellos.

La ecuación a resolver es la ecuación de conducción del calor de Fourier en coordenada cilíndricas:

$$k \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + q_{vol} = 0 \quad (C.1)$$

Se asume que la variación de la conductividad térmica de los materiales con la temperatura es despreciable.

El calor generado por unidad de volumen puede calcularse a partir del calor total generado por efecto Joule, asumiendo que es generado uniformemente a lo largo de la sección calentada:

$$q_{vol} = \frac{Q}{L_h \pi [(D/2 + e_t)^2 - (D/2)^2]} \quad (C.2)$$

En cuanto a las condiciones de contorno a aplicar son:

$$r = D/2 \quad \rightarrow \quad k_t \frac{\partial T}{\partial r} = -h_i (T_{f,x} - T_{wi}) \quad (C.3)$$

$$r = D/2 + e_t \quad \rightarrow \quad k_t \frac{\partial T}{\partial r} = k_{ais} \frac{\partial T}{\partial r} \quad (C.4)$$

$$r = D/2 + e_t + e_{ais} \quad \rightarrow \quad k_{ais} \frac{\partial T}{\partial r} = -h_e (T_{we} - T_{amb}) \quad (C.5)$$

C.4. Resolución mediante el método de los volúmenes finitos

Discretización de la geometría

El tubo se ha dividido radialmente en una serie de volúmenes discretos, que tienen la forma de anillos circulares concéntricos. En el centro de cada uno de estos volúmenes se ubica un nodo central, cuya temperatura es incógnita. Así, para cada uno de estos volúmenes se puede plantear una ecuación algebraica que resulta de discretizar la ecuación diferencial. En la Figura C.1 se muestra un ejemplo de discretización de la geometría.

Discretización de la ecuación diferencial

Para cada uno de los volúmenes generados la ecuación algebraica toma la forma:

$$k \frac{T_{i+1} - T_i}{d_n} a_n - k \frac{T_i - T_{i-1}}{d_s} a_s + q_{vol} = 0 \quad (C.6)$$

donde el índice ‘i’ representa la posición radial del volumen discreto en la dirección radial creciente. d_n y d_s son las distancias al nodo contiguo superior e inferior, respectivamente. a_n y a_s son las áreas de intercambio de calor con el nodo contiguo superior e inferior, respectivamente.

Para los volúmenes correspondientes al tubo de acero hay que sustituir la conductividad del material $k = k_t$ y el calor generado por unidad de volumen, q_{vol} . Para los volúmenes correspondientes al aislante térmico hay que sustituir la conductividad del material $k = k_{ais}$ y el calor generado por unidad de volumen es nulo, $q_{vol} = 0$.

En cuanto a las condiciones de contorno, es necesario crear un nodo para cada una de ellas. En $r = D/2$ para la condición de convección con el fluido de ensayo, en $r = D/2 + e_t$ para la condición de continuidad en la superficie de unión entre ambos materiales (acero y aislante) y en $r = D/2 + e_t + e_{ais}$ para la condición de convección con el aire exterior.

Una vez discretizadas, las ecuaciones correspondientes a las condiciones de contorno quedan:

$$r = D/2 \quad \rightarrow \quad k_t \frac{T_{i+1} - T_i}{d_n} = -h_i (T_{f,x} - T_{wi}) \quad (C.7)$$

$$r = D/2 + e_t \quad \rightarrow \quad k_t \frac{T_i - T_{i-1}}{d_s} = k_{ais} \frac{T_{i+1} - T_i}{d_n} \quad (C.8)$$

$$r = D/2 + e_t + e_{ais} \quad \rightarrow \quad k_{ais} \frac{T_i - T_{i-1}}{d_s} = -h_e (T_i - T_{amb}) \quad (C.9)$$

Método de resolución

Una vez ensamblada la matriz del sistema de ecuaciones formado por las ecuaciones en cada nodo interior y puntos con condición de contorno es necesario resolver el mismo. Ahora bien, el coeficiente de convección interior no es un dato del problema, sino que es la incógnita, con lo que el sistema de ecuaciones no puede resolver directamente y hay que plantear un método iterativo.

El método iterativo formulado consiste en:

1. Asumir un valor del coeficiente de convección interior, por ejemplo: $h_i = 3000 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K)}$.
2. Resolver el problema de directo de conducción de calor en el tubo, obteniendo la temperatura en los distintos puntos de la sección transversal, incluida la temperatura en la superficie exterior del tubo: $T(r = D/2 + e_t)$.
3. Comparar la temperatura calculada con la temperatura promedio medida mediante los termopares: $f_{error} = T(r = D/2 + e_t)/T_{we}$.
4. Actualizar el valor del coeficiente de convección según la desviación calculada:

$$h'_i = f_{error} \cdot h_i.$$

De esta forma, si la temperatura de pared calculada es superior a la medida se aumenta el coeficiente de convección interior, lo que llevará a una menor temperatura en la pared exterior en la siguiente iteración, ya que el flujo de calor tiene lugar principalmente hacia el fluido interior por efecto del aislante.

5. Volver al paso 2 hasta cumplir el criterio de convergencia, en este caso:

$$\frac{T(r = D/2 + e_t) - T_{we}}{T_{we}} \cdot 100 < 0,1 \quad (C.10)$$

C.5. Formulación del problema considerando la conducción axial

En este apartado se recogen las modificaciones realizadas al modelo anterior para tener en cuenta los efectos de la conducción axial en el tubo.

Discretización de la geometría

Al igual que en el modelo unidimensional, el tubo se ha dividido radialmente en una serie de volúmenes discretos, que tienen la forma de anillos circulares concéntricos. Pero, además la sección de estudio se divide en varios segmentos en dirección axial.

Discretización de la ecuación diferencial

Para un volumen con posición radial i y axial j hay que añadir los términos correspondientes a la conducción con el elemento anterior, $j - 1$, y posterior, $j + 1$, en dirección axial, quedando la ecuación:

$$k \frac{T_{i+1,j} - T_{i,j}}{d_n} a_n - k \frac{T_{i,j} - T_{i-1,j}}{d_s} a_s + k \frac{T_{i,j+1} - T_{i,j}}{d_a} a_a - k \frac{T_{i,j} - T_{i,j-1}}{d_n} a_p + q_{vol} = 0 \quad (C.11)$$

En cuanto a las condiciones de contorno, son las mismas que en el caso unidimensional, salvo por el hecho de que ahora hay que añadir una condición de contorno para los segmentos axiales ubicados en las posiciones axiales extremas. Esta es una limitación del modelo, ya que no es posible definir de forma clara unas condiciones de contorno.

Como solución aproximada, se han añadido una sección a cada lado con las mismas temperaturas que las medidas, ya que las condiciones son aproximadamente las de un flujo periódico. Los extremos exteriores de los segmentos introducidos se consideran aislados axialmente. Si bien esta condición de contorno no es real, el efecto sobre las secciones donde se mide temperatura es inapreciable debido a la distancia que las separa.

C.6. Resultados

En este apartado se presentan resultados de interés proporcionados por el modelo de volúmenes finitos descrito. La sección transversal se ha discretizado en 10 elementos para el caso del tubo de acero, $N_{e,t} = 10$, y 20 elementos en el caso del aislante térmico, $N_{e,a} = 20$. Con esto se tienen un sistema de ecuaciones con un total de $N_{e,t} + N_{e,a} + 3$, las correspondientes a los elementos discretos más las 3 ecuaciones introducidas por las condiciones de contorno.

Distribución radial de la temperatura

En la Figura C. 2 se muestran dos soluciones de la evolución de la temperatura radialmente en una sección de ensayo. Ambas corresponden a unas condiciones de contorno de 40 °C y 20 °C para la temperatura del fluido interior y el aire ambiente, respectivamente. El calor interior generado por efecto Joule es $7,5 \cdot 10^6 \text{ W/m}^3$. Como referencia se muestra la temperatura medida en la pared exterior del tubo, T_{we} .

La primera solución corresponde a la evolución de temperaturas asumiendo un coeficiente de convección interior $h_i = 1000 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K)}$, que como se observa proporciona una temperatura en la pared exterior del tubo significativamente menor que la medida, T_{we} . La segunda curva corresponde a la solución obtenida tras aplicar el algoritmo descrito en el apartado anterior, que como se puede apreciar ha convergido hasta obtener un valor de $h_i = 874 \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K)}$ proporcionando la temperatura de pared medida.

Figura C. 2. Solución de la temperatura a lo largo de la sección transversal proporcionada por el modelo de volúmenes finitos

Efecto de la conducción axial en el coeficiente de convección interior local

En el apartado C.5 se introdujo el efecto de la conducción axial en el modelo, cuyo efecto se va a estudiar en este apartado. Para ello, en la Figura C. 3 se muestra la evolución del coeficiente de convección interior (dividido entre el valor promedio) en cada sección de medida proporcionado por el modelo de conducción unidimensional y bidimensional (considerando conducción axial).

Los resultados corresponden a una medida experimental de la geometría MH1 para dos casos extremos, uno en régimen laminar (a) con $Re_n = 23$ y $Pr = 270$, y el otro en régimen turbulento (b) con $Re_n = 2150$ y $Pr = 150$.

Figura C. 3. Variación del coeficiente de convección interior con la posición axial proporcionado por el modelo unidimensional y el bidimensional. (a) $Re_n = 23$ y $Pr = 270$. (b) $Re_n = 2150$ y $Pr = 150$. Geometría mH1

Se puede apreciar que en ambos casos el modelo unidimensional produce variaciones más suaves del coeficiente de convección interior mientras que el modelo bidimensional acentúa las diferencias, debido a sí tiene en cuenta la transferencia de calor en dirección axial.

Otra observación a destacar es que el efecto de la conducción axial es más importante en el caso de la Figura C. 3 (a), debido a que el coeficiente de convección interior es mucho menor, aumentando, por tanto, el peso de la conducción axial frente a la conducción radial en el tubo para cada uno de los elementos del modelo de volúmenes finitos.

En cuanto al valor promedio del coeficiente de convección interior, para todo el rango estudiado las diferencias proporcionadas entre ambos modelos son menores del 1 %, lo cual justifica el empleo del modelo unidimensional si se desea obtener únicamente el valor del número de Nusselt promedio.

Efecto de la conducción axial sobre el coeficiente de convección medido

Otro aspecto que puede ser estudiado mediante el modelo de conducción bidimensional es el efecto de la conducción de la pared en el tubo de acero en el coeficiente de convección interior aparente medido. Este efecto es relevante ya que cerca de los extremos de la región calentada la conducción axial lleva a atenuar la temperatura de pared del tubo, con lo que las medidas proporcionadas por la metodología planteada serían incorrectas. Además, el reducido espesor del tubo de acero aumenta significativamente la resistencia térmica de la

conducción axial respecto a la baja resistencia térmica radial con el fluido interior debida a la convección.

Para probar cuantitativamente esto, se ha utilizado el modelo de volúmenes finitos bidimensional descrito, discretizando axialmente toda la longitud de la región calentada. Se han considerado los parámetros geométricos de la sección de ensayo, así como la conductividad correspondiente de los materiales. El coeficiente de convección exterior se ha asumido como aproximadamente igual a $10 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$. El coeficiente de convección interior varía significativamente según las condiciones de ensayo, por lo que se ha tomado el caso más desfavorable, en este caso el valor menor en todo el rango ensayado, que fue alrededor de $120 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$. El menor coeficiente de convección interior implica una mayor influencia de la conducción axial en el tubo. En cuanto a la temperatura del fluido, se ha despreciado su evolución a lo largo de la sección de ensayo, tomándose el valor de entrada para toda la región calentada: $T_{b,j} = 17^\circ\text{C}$.

Para cuantificar con precisión el efecto sobre la medida de interés, el coeficiente de convección interior, el coeficiente de convección local aparente medido se calcula de forma similar a la metodología experimental descrita. El coeficiente de convección en la sección j , h_j , es calculado como:

$$h_j = \frac{(Q - Q_p)/A}{T_{wi,j} - T_{b,j}} \quad (\text{C.12})$$

donde Q es el calor total generado en la región calentada, Q_p son las pérdidas de calor al aire ambiente, y A es el área de contacto entre la región calentada y el fluido.

Los resultados del modelo: temperatura de pared interior del tubo, $T_{wi,j}$, y coeficiente de convección interior aparente, h_j , en función de la posición axial se muestran en la Figura C.4 (a) y (b), respectivamente.

Se puede observar en la Figura C.4 (a) que la temperatura interior en la región calentada cerca del inicio y final de las regiones no calentadas se reduce significativamente por efecto de la conducción axial. Sin embargo, las secciones donde se mide la temperatura no son aparentemente afectadas.

En cuanto al coeficiente de convección local aparente, la medida de la temperatura de pared próxima a las regiones no calentadas puede llevar a una estimación errónea del coeficiente de convección. En cambio, en la sección de medida más cercana a la región no calentada se estimaría un valor del coeficiente de convección de $120,1 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$, lo que significa una desviación menor del 0,1 % en la relación con el valor aplicado ($120 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$). Así, se puede concluir que las secciones de medida están lo suficientemente alejadas de las regiones no calentadas y no se ven afectadas por los efectos locales de conducción axial.

(a)

(b)

Figura C.4. Efecto de la conducción axial en (a) la temperatura de pared interior y (b) el coeficiente de convección interior estimado

DCálculos para la estimación de la incertidumbre

En este anexo se describe en detalle la metodología seguida para realizar la estimación de la incertidumbre de los resultados. Para ello, se obtiene la incertidumbre de las variables medidas o primarias, para después derivar la incertidumbre asociada a los números adimensionales que se proporcionarán como resultado a lo largo de la Tesis Doctoral.

D.1. Incertidumbre de las variables medidas

Para cuantificar la incertidumbre es necesario tener en cuenta tanto la exactitud (también conocido como error de sistemático) como la precisión de la medida. El error sistemático es un término constante para una medida dada derivado de errores en la calibración de los sensores o las hipótesis utilizadas en el tratamiento de los datos, por ejemplo. Por otro lado, la precisión tiene un carácter aleatorio y se produce por cambios en las condiciones de ensayo, ruido eléctrico, etc. La incertidumbre asociada a una variable, ϕ_j , es una combinación de ambas [142]:

$$\delta\phi_j = \left[(\delta\phi_{j,b})^2 + (\delta\phi_{j,p})^2 \right]^{1/2} \quad (D.1)$$

donde $\delta\phi_{j,b}$ y $\delta\phi_{j,p}$ son la exactitud y la precisión de la medida asociadas a la variable ϕ_j . La precisión se estima a partir de la siguiente expresión (asumiendo que r sigue una distribución normal) tomando un intervalo de confianza del 95 %:

$$\delta\phi_{j,p} = 1,96 \frac{\sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (\phi_{j,i} - \bar{\phi}_j)^2}}{\sqrt{N}} \quad (D.2)$$

El número de muestras depende del tipo de ensayo, siendo $N = 30$ para los ensayos de transmisión de calor y $N = 120$ para los de caída de presión en régimen estático.

En cuanto a los errores de exactitud es necesario tener en cuenta el error propio del sensor y del sistema de adquisición (*data logger* o tarjeta de adquisición). El error asociado a una medida se considerará la suma de ambos:

$$\delta\phi_{j,b} = e_s(\phi_j) + e_{adq}(\phi_j) \quad (D.3)$$

A continuación, se presentan, para cada una de las variables primarias medidas, la inexactitud derivada del sensor y del sistema de adquisición (*datalogger* o tarjeta de adquisición según corresponda).

Caudal. El error relativo del caudalímetro de efecto Coriolis es del 0,2% cuando el caudal medido es mayor que una veinteava parte del caudal nominal (1366 kg/h), aumentando hasta infinito cuando el valor del caudal tiende a cero. Así el error es:

$$e_s(\dot{m}) = \begin{cases} 0,2/100 \cdot \dot{m} & \dot{m} \geq 1366 \text{ kg/h} \\ 0,1365 \text{ kg/h} & \dot{m} < 1366 \text{ kg/h} \end{cases} \quad (D.4)$$

El error en la medida del caudal asociado al *datalogger* es debido al error en la medida de la corriente eléctrica (mA):

$$e_{adq}(\dot{m}) = \left(\frac{0,05}{100} i(\dot{m}) + \frac{0,005}{100} FS_{dl,\dot{m}} \right) \cdot \frac{FS_{s,\dot{m}}}{FS_{dl,\dot{m}}} \quad (D.5)$$

donde $FS_{dl,\dot{m}}$ es el fondo de escala del canal empleado en la media, en este caso 100 mA. $i(\dot{m})$ corresponde a la intensidad medida (en A) correspondiente al caudal medido:

$$i(\dot{m}) = 0,004 + 0,016 \frac{\dot{m}}{FS_{s,\dot{m}}} \quad (A) \quad (D.6)$$

Tensión. La tensión es medida directamente por los electrodos con lo que es directamente:

$$e(V) = e_{adq}(V) = \frac{0,06}{100} V + \frac{0,04}{100} FS_{dl,V} \quad (D.7)$$

siendo $FS_{dl,V} = 10 \text{ V}$.

Intensidad. El error de medida asociado a la pinza amperimétrica es:

$$e_s(I) = \frac{1}{100} \cdot FS_{s,I} \quad (D.8)$$

El error en la medida de intensidad al *datalogger* es debido al error en la medida de la corriente eléctrica (mA):

$$e_{adq}(I) = \left(\frac{0,05}{100} i(I) + \frac{0,005}{100} FS_{dl,I} \right) \cdot \frac{FS_{s,I}}{FS_{dl,I}} \quad (D.9)$$

donde $FS_{dl,\dot{m}}$ es el fondo de escala del canal empleado en la media, en este caso 100 mA. $i(\dot{m})$ corresponde a la intensidad medida (en A) correspondiente al caudal medido:

$$i(\dot{m}) = 0,004 + 0,016 \frac{I}{FS_{s,I}} \quad (A) \quad (D.10)$$

Temperatura de pared. El error del termopar, tras la correspondiente calibración, se puede considerar de $e_s(T_w) = 0,1 \text{ }^\circ\text{C}$. El error asociado al *datalogger* es: $e_{dl}(T_w) = 1 \text{ }^\circ\text{C}$.

A este error hay que añadir el error sistemático asociado al promediado de la temperatura de la sección [106]. Este error es importante en condiciones de convección mixta, cuando se producen diferencias de temperatura importantes entre la parte superior e inferior de la pared. Se considera una incertidumbre adicional del cálculo del promediado de temperaturas del 2,5 % de la diferencia entre las temperaturas máxima y mínima de la pared.

Temperatura de entrada. El error de medida de la PT100, clase 1/10 DIN viene dado por:

$$e_s(T_i) = \frac{1}{10} (0,3 + 0,005 \cdot T_i(^{\circ}\text{C})) \quad (\text{D.11})$$

Mientras que el error del datalogger es: $e_{adq}(T_i) = 0,06^{\circ}\text{C}$

Sensor de presión diferencial estacionaria. Se utilizan hasta 4 sensores de presión diferencial de distinto rango (± 10 mbar, ± 50 mbar, 0-500 mbar, 0-2500 mbar). El error viene dado por:

$$e_s(\Delta p) = \frac{K_s}{100} \cdot FS_{s,\Delta p} \quad (\text{D.12})$$

donde K_s es un valor que depende del rango del sensor, siendo $K_s = 0,1$ para el rango 0 (± 10 mbar) y $K_s = 0,075$ para el resto.

El correspondiente al datalogger es:

$$e_{adq}(\Delta p) = \left(\frac{0,05}{100} i(\Delta p) + \frac{0,005}{100} FS_{dl,\Delta p} \right) \cdot \frac{FS_{s,\Delta p}}{FS_{dl,\Delta p}} \quad (\text{D.13})$$

donde $FS_{dl,\Delta p}$ es el fondo de escala del canal empleado en la medida, en este caso 100 mA. $i(\dot{m})$ corresponde a la intensidad medida (en A) correspondiente al caudal medido:

$$i(\dot{m}) = 0,004 + 0,016 \frac{\Delta p}{FS_{s,\Delta p}} \quad (\text{A}) \quad (\text{D.14})$$

Sensores de presión de respuesta rápida. La instalación consta de 4 sensores de presión, dos diferenciales y dos absolutos. Para los diferenciales:

$$e_s(\Delta p) = \frac{0,2}{100} \cdot FS_{s,\Delta p_{dif}} \quad (\text{D.15})$$

Mientras que, para los sensores absolutos, al medirse la caída de presión a partir de la diferencia de ambos:

$$e_s(\Delta p) = \frac{0,2}{100} \cdot \sqrt{FS_{s,p_{abs10}}^2 + FS_{s,p_{abs7}}^2} \quad (\text{D.16})$$

Con lo que se tiene en cuenta la diferencia de fondo de escala entre ambos.

En este caso el error de la adquisición corresponde al de la tarjeta de alta velocidad viene dado por:

$$e_{adq}(\Delta p_{dif}) = 0,006 V \cdot \frac{FS_{s,\Delta p_{dif}}}{10 V} \quad (D.17)$$

Para los sensores de presión absoluta la expresión anterior se verá igualmente afectada por el factor $\sqrt{2}$.

Sensor de posición. El error del sensor de posición en la medida de la posición es:

$$e_s(x_0) = \frac{350 \cdot 10^{-6}}{100} FS_{s,x} + 0,2 \text{ mm} \quad (D.18)$$

Donde $FS_{s,x} = 100 \text{ mm}$. El error asociado a la tarjeta de adquisición se obtiene de forma análoga a los sensores de presión de respuesta rápida:

$$e_{adq}(x_0) = 0,006 V \cdot \frac{100 \text{ mm}}{10 V} \quad (D.19)$$

Paso de tiempo. La exactitud de la medida de la frecuencia no es fácilmente cuantificable, ya que no es una medida obtenida por un sensor directamente. Sin embargo, como la frecuencia de oscilación es la inversa del periodo de oscilación, su exactitud puede derivarse de la exactitud de la medida del paso de tiempo. La inexactitud del paso de tiempo es debida a la exactitud en el tiempo de la respuesta del sensor de posición (que es el utilizado para determinar la frecuencia de oscilación) y, además, a la exactitud del reloj interno de la tarjeta de adquisición.

A partir de la frecuencia de respuesta del sensor de posición, que es de 2000 kHz, podemos estimar de alguna manera la exactitud temporal:

$$e_s(T) = \frac{1}{2 \cdot 10^6 \text{ Hz}} = 0,5 \mu s \quad (D.20)$$

La incertidumbre de la medida de la frecuencia vendrá dada por la expresión:

$$\delta f = \frac{\partial f}{\partial T} \delta T = \frac{\delta T}{T^2} \quad (D.21)$$

Con lo que:

$$e_s(f) = \frac{1}{T^2} 0,5 \mu s = 0,5 \mu s \cdot f^2 \quad (D.22)$$

En cuanto al sistema de adquisición, la exactitud es de 100 ppm (partes por millón), lo que nos indica que por cada millón de pulsos de reloj la medida es exacta en el margen de ± 100 pulsos. Así, para una duración temporal cualquiera, en este caso el periodo de oscilación, la exactitud es:

$$e_{adq}(T) = \frac{100}{10^6} T = 10^{-4} T \quad (D.23)$$

Utilizando la expresión anterior para la incertidumbre en la medida de la frecuencia:

$$e_{adq}(f) = \frac{10^{-4}}{T} = 10^{-4} f \quad (D.24)$$

D.2. Incertidumbre de los números adimensionales

Incertidumbre de los ensayos de caída de presión en régimen estacionario

En los ensayos de caída de presión en régimen estacionario se calcula el factor de fricción de Fanning neto en función del número de Reynolds neto, a partir de las Ecuaciones (2.2) y (2.1), respectivamente. Las incertidumbres asociadas a ambos números se obtienen a partir de las siguientes expresiones.

Incertidumbre del número de Reynolds neto

$$\delta Re_n = \frac{4}{\pi} \left[\left(\frac{1}{\mu D} \delta \dot{m} \right)^2 + \left(\frac{\dot{m}}{\mu^2 D} \delta \mu \right)^2 + \left(\frac{\dot{m}}{\mu D^2} \delta D \right)^2 \right]^{1/2} \quad (D.25)$$

Incertidumbre del factor de fricción de Fanning neto

$$\delta f_n = \frac{\pi^2}{32} \left[\left(\frac{D^5 \Delta p}{\dot{m}^2 L_p} \delta \rho \right)^2 + \left(5 \frac{\rho D^4 \Delta p}{\dot{m}^2 L_p} \delta D \right)^2 + \left(\frac{\rho D^5}{\dot{m}^2 L_p} \delta \Delta p \right)^2 + \left(2 \frac{\rho D^5 \Delta p}{\dot{m}^3 L_p} \delta \dot{m} \right)^2 + \left(\frac{\rho D^5 \Delta p}{\dot{m}^2 L_p^2} \delta L_p \right)^2 \right]^{1/2} \quad (D.26)$$

Se puede observar que el error de la medida de temperatura del fluido no aparece en la expresión, si bien influye indirectamente en la incertidumbre de las propiedades físicas del fluido, especialmente la viscosidad dinámica. Este efecto se tiene en cuenta mediante el procedimiento descrito en el apartado 2.1.4.1, considerando la incertidumbre de las sondas PT100 con las que se mide la temperatura a la entrada y a la salida de la sección de ensayo.

Incertidumbre de los ensayos de caída de presión y disipación de potencia en régimen oscilatorio

En el caso de los ensayos de caída de presión en régimen oscilatorio no entra en juego el número de Reynolds neto, sino el oscilatorio (Ecuación (1.8)), junto con la amplitud adimensional: x_0/D . Como números dimensionales dependientes de interés se tienen el factor de fricción de Fanning oscilatorio y el número de Potencia, calculados con las Ecuaciones (2.5) y (2.11), respectivamente.

Incertidumbre del número de Reynolds oscilatorio

$$\delta Re_{osc} = 2\pi \left[\left(\frac{f x_0 D}{\mu} \delta \rho \right)^2 + \left(\frac{\rho x_0 D}{\mu} \delta f \right)^2 + \left(\frac{\rho f D}{\mu} \delta x_0 \right)^2 + \left(\frac{\rho f x_0}{\mu} \delta D \right)^2 + \left(\frac{\rho f x_0 D}{\mu^2} \delta \mu \right)^2 \right]^{1/2} \quad (D.27)$$

Incertidumbre del factor de fricción de Fanning oscilatorio

$$\delta f_{osc} = \frac{1}{8\pi^2} \left[\left(\frac{1}{\rho (f x_0)^2} \frac{D}{L_p} \delta \Delta p_{max} \right)^2 + \left(\frac{\Delta p_{max}}{\rho (f x_0)^2} \frac{1}{L_p} \delta D \right)^2 + \left(\frac{\Delta p_{max}}{\rho^2 (f x_0)^2} \frac{D}{L_p} \delta \rho \right)^2 + \left(\frac{\Delta p_{max}}{\rho f^3 x_0^2} \frac{D}{L_p} \delta f \right)^2 + \left(\frac{\Delta p_{max}}{\rho f^2 x_0^3} \frac{D}{L_p} \delta x_0 \right)^2 + \left(\frac{\Delta p_{max}}{\rho (f x_0)^2} \frac{D}{L_p^2} \delta L_p \right)^2 \right]^{1/2} \quad (D.28)$$

Incertidumbre de la amplitud adimensional

$$\delta \left(\frac{x_0}{D} \right) = \left[\left(\frac{1}{D} \delta x_0 \right)^2 + \left(\frac{x_0}{D^2} \delta D \right)^2 \right]^{1/2} \quad (D.29)$$

Incertidumbre del número de Potencia

$$\delta Po = \frac{1}{32\pi n_b} \left[\left(\frac{D^2 \cos(\delta)}{\rho f^2 x_0^2 l^2} \delta \Delta p_{max} \right)^2 + \left(2 \frac{\Delta p_{max} D^2 \cos(\delta)}{\rho f^2 x_0^3 l^2} \delta x_0 \right)^2 + \left(2 \frac{\Delta p_{max} D \cos(\delta)}{\rho f^2 x_0^2 l^2} \delta D \right)^2 + \left(\frac{\Delta p_{max} D^2 \sin(\delta)}{\rho f^2 x_0^2 l^2} \delta(\delta) \right)^2 + \left(\frac{\Delta p_{max} D^2 \cos(\delta)}{\rho^2 f^2 x_0^2 l^2} \delta \rho \right)^2 + \left(2 \frac{\Delta p_{max} D^2 \cos(\delta)}{\rho f^3 x_0^2 l^2} \delta f \right)^2 + \left(2 \frac{\Delta p_{max} D^2 \cos(\delta)}{\rho f^2 x_0^2 l^3} \delta l \right)^2 \right]^{1/2} \quad (D.30)$$

Incertidumbre de los ensayos de transferencia de calor en régimen estacionario y oscilatorio

En los ensayos de transmisión de calor se calcula el número de Nusselt en función de los números de Reynolds neto, Reynolds oscilatorio y el número de Prandtl. El número de Prandtl y el número de Nusselt se calculan respectivamente con las Ecuaciones (2.15) y (2.13).

Incertidumbre del número de Prandtl

$$\delta Pr = \left[\left(\frac{1}{c_p k} \delta \mu \right)^2 + \left(\frac{\mu}{c_p^2 k} \delta c_p \right)^2 + \left(\frac{\mu}{c_p k^2} \delta k \right)^2 \right]^{1/2} \quad (D.31)$$

Incertidumbre del número de Nusselt

$$\begin{aligned}
\delta Nu = \frac{1}{\pi} & \left[\left(\frac{I}{(T_{w,j} - T_{b,j}) L_h k} \left(\frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^n \delta V \right)^2 + \left(\frac{V}{(T_{w,j} - T_{b,j}) L_h k} \left(\frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^n \delta I \right)^2 \right. \\
& + \left(\frac{1}{(T_{w,j} - T_{b,j}) L_h k} \left(\frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^n \delta Q_p \right)^2 \\
& + \left(\frac{V \cdot I - Q_p}{(T_{w,j} - T_{b,j})^2 L_h k} \left(\frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^n \delta T_w \right)^2 \\
& + \left(\frac{V \cdot I - Q_p}{(T_{w,j} - T_{b,j})^2 L_h k} \left(\frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^n \delta T_b \right)^2 \\
& + \left(\frac{V \cdot I - Q_p}{(T_{w,j} - T_{b,j}) L_h^2 k} \left(\frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^n \delta L_h \right)^2 \\
& + \left(\frac{V \cdot I - Q_p}{(T_{w,j} - T_{b,j}) L_h k^2} \left(\frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^n \delta k \right)^2 \\
& + \left(n \frac{V \cdot I - Q_p}{(T_{w,j} - T_{b,j}) L_h k} \left(\frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^{n-1} \frac{1}{\mu_b} \delta \mu_w \right)^2 \\
& + \left(-n \frac{V \cdot I - Q_p}{(T_{w,j} - T_{b,j}) L_h k} (\mu_w)^n \mu_b^{-n-1} \delta \mu_b \right)^2 \\
& \left. + \left(\frac{V \cdot I - Q_p}{(T_{w,j} - T_{b,j}) L_h k} \left(\frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^n \ln \left(\frac{\mu_w}{\mu_b} \right) \delta n \right)^2 \right]^{1/2}
\end{aligned} \tag{D.32}$$

La temperatura del fluido en la sección de medida, $T_{b,j}$, requiere de un estudio más detallado, pues no se obtiene directamente de la temperatura de entrada (con lo que no puede asumirse el error característico de una sonda PT100), sino que se deriva de la Ecuación (2.12), lo que requiere el desarrollo adicional:

$$\begin{aligned}
\delta T_{b,j} = & \left[(\delta T_{b,i})^2 + \left(\frac{I}{\dot{m} c_p} \frac{x_j}{L_h} \delta V \right)^2 + \left(\frac{V}{\dot{m} c_p} \frac{x_j}{L_h} \delta I \right)^2 + \left(\frac{1}{\dot{m} c_p} \frac{x_j}{L_h} \delta Q_p \right)^2 \right. \\
& + \left(\frac{V \cdot I - Q_p}{\dot{m}^2 c_p} \frac{x_j}{L_h} \delta \dot{m} \right)^2 + \left(\frac{V \cdot I - Q_p}{\dot{m} c_p^2} \frac{x_j}{L_h} \delta c_p \right)^2 \\
& \left. + \left(\frac{V \cdot I - Q_p}{\dot{m} c_p} \frac{1}{L_h} \delta x_j \right)^2 + \left(\frac{V \cdot I - Q_p}{\dot{m} c_p} \frac{x_j}{L_h^2} \delta L_h \right)^2 \right]^{1/2}
\end{aligned} \tag{D.33}$$

A diferencia de los ensayos de caída de presión, es esta incertidumbre en la medida de la temperatura la utilizada para estimar la incertidumbre de las propiedades físicas del fluido, que posteriormente se incluyen en el término correspondiente del número de Prandtl, por ejemplo. Para bajos caudales es mayor la incertidumbre de las variables como el caudal, la tensión o la intensidad, que influyen en la temperatura estimada en la sección de ensayo, $T_{b,j}$. Esto lleva a aumentos significativos en la estimación incertidumbre respecto a la que habría si solamente se considera la incertidumbre de la sonda de entrada. En la práctica se

ha observado un aumento de hasta el doble de la incertidumbre, desde 0,11 °C hasta 0,22 °C para los caudales más bajos ensayados.

Aplicación del algoritmo POD a los resultados de PIV

Al aplicar el algoritmo POD es habitual realizar como primer paso el cálculo de las componentes fluctuantes para cada instante, sustrayendo el campo de velocidad promedio al instantáneo. Sin embargo, como lo que se desea es medir el ‘peso’ de la energía de las componentes fluctuantes respecto al campo medio, este paso no se ha realizado, con lo que el primer modo calculado corresponde al campo de velocidad medio. Este modo habitualmente se conoce como modo cero. El algoritmo del POD empleado consiste en aplicar los siguientes pasos:

- Se reordenan los datos según la siguiente matriz. M es el número vectores de velocidad o ventanas de interrogación, y N el número de instantes para los que se ha medido el campo de velocidades.

$$\mathbf{U} = [u^1 \ u^2 \ ... \ u^N] = \begin{bmatrix} u_1^1 & u_1^2 & \dots & u_1^N \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ u_M^1 & u_M^2 & \dots & u_M^N \\ v_1^1 & v_1^2 & \dots & v_1^N \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ v_M^1 & v_M^2 & \dots & v_M^N \end{bmatrix} \quad (\text{E.1})$$

- Se calcula la matriz de covarianza:

$$\tilde{\mathbf{C}} = \mathbf{U}^T \mathbf{U} \quad (\text{E.2})$$

- Se resuelve el problema de valores propios:

$$\tilde{\mathbf{C}} \mathbf{A}^i = \lambda^i \mathbf{A}^i \quad (\text{E.3})$$

- Se ordenan los valores propios en orden descendente:

$$\lambda_0 > \lambda_1 > \lambda_2 > \dots > \lambda_N = 0 \quad (\text{E.4})$$

Este paso garantiza que los modos con mayor energía cinética (la cual es proporcional al valor propio correspondiente) se presentan para los menores índices.

Ahora bien, la técnica POD permite obtener además las estructuras coherentes del flujo mediante el cálculo de cada uno de los modos POD como:

$$\phi^i = \frac{\sum_{n=1}^N A_n^i \mathbf{u}^n}{\left\| \sum_{n=1}^N A_n^i \mathbf{u}^n \right\|}, \quad i = 1, \dots, N \quad (\text{E.5})$$

Una vez ordenados los modos propios, de acuerdo con el valor del valor propio correspondiente, es posible ver las estructuras de flujo con mayor energía cinética.

F Consideraciones sobre el consumo de potencia en OBRs

F.1. Interacción entre el caudal neto y el oscilatorio

Este apartado se centra en estudiar la interacción entre el caudal neto y el oscilatorio. Se asume que el comportamiento es cuasi estacionario, esto es, que la caída de presión instantánea es idéntica a la caída de presión que habría en un flujo estacionario con la velocidad igual a la velocidad instantánea. Por tanto, esta hipótesis no está en principio relacionada con el régimen de flujo (laminar o turbulento) o la periodicidad espacial o temporal del mismo.

Además, como los OBRs provocan la aparición de estructuras caóticas en el flujo para bajos números de Reynolds oscilatorio ($Re_{osc} \sim 100$), suele asumirse que el flujo se encuentra en régimen turbulento. Así, la relación entre la caída de presión instantánea y el caudal instantáneo no es lineal, sino cuadrática, de forma que la caída de presión no puede obtenerse aplicando superposición, esto es, sumando la caída de presión provocada únicamente por el caudal oscilatorio y la provocada por el caudal neto. Este aspecto está relacionado con el consumo de potencia de la bomba de caudal neto y del oscilador, cuyas demandas energéticas se verán afectadas por la superposición de ambos caudales.

F.1.1. Descripción del problema

En la representación esquemática de la Figura F.1 se muestra el circuito simplificado que representa la instalación hidráulica construida en el seno de esta Tesis Doctoral para el ensayo de flujos oscilatorios en tubos.

Figura F.1. Circuito con caudales neto y oscilatorio superpuestos. (1) Bomba de caudal neto, (2) sistema de oscilación del flujo.

Como se observa, una bomba (1) es responsable de suministrar el caudal neto que circula por la sección de ensayo, y un pistón de doble efecto (2)-denominado en adelante ‘oscilador’- proporciona el caudal oscilatorio que se superpone al caudal neto. A través del tramo en color rojo solamente circula el caudal neto, mientras que por el tramo azul solamente hay un caudal oscilatorio puro, que sigue una función senoidal de acuerdo con el movimiento suministrado al pistón por un mecanismo de biela-manivela. En el tramo en color morado, que representa la sección de ensayo A-B, ambos caudales se superponen.

Cabe resaltar que para calcular el consumo de potencia total de la bomba de caudal neto (1) hay que considerar además la caída de presión provocada en el tramo en rojo, mientras que para el oscilador (2) hay que considerar la caída de presión provocada en el tramo en azul:

- Para el tramo con caudal neto (en rojo) se puede realizar el cálculo de la potencia de bombeo como en cualquier instalación convencional: en función del número de Reynolds neto y las características de los conductos de unión desde la impulsión de la bomba hasta el punto A, y desde el punto B hasta la aspiración de la misma.
- Para el tramo con caudal oscilatorio puro (en azul) la situación no es tan sencilla, pues la dinámica de las ondas puede cambiar notablemente en función de las características de los tramos que conectan el oscilador con los puntos A y B. La opción más sencilla es despreciar el efecto de dicho tramo, en el cual en general no hay elementos insertados, llevando a que el peso en la caída de presión sea significativamente menor.

En el desarrollo siguiente se asume que el flujo es turbulento en todo momento y, por tanto, la caída de presión para un instante cualquiera depende del cuadrado de la velocidad media del flujo. La caída de presión que deberán vencer la bomba y el oscilador viene dada por:

$$\Delta p_{AB}(t) = K_p u(t) |u(t)| \quad (F.1)$$

En la constante K_p se incluye la contribución de todos los elementos entre los puntos A y B, donde la caída de presión es debida a la superposición del caudal neto y del oscilatorio. El valor absoluto garantiza que la caída de presión tendrá el mismo sentido que el caudal

total en cada instante. La velocidad media del fluido, $u(t)$, entre los puntos A y B es la superposición del caudal neto y del oscilatorio:

$$u(t) = u_n + u_{osc}(t) = u_n + x_0 \omega \cos(\omega t) \quad (F.2)$$

Así, la caída de presión vendrá dada por:

$$\Delta p_{AB}(t) = K_P \cdot (u_n + x_0 \omega \cos(\omega t)) |u_n + x_0 \omega \cos(\omega t)| \quad (F.3)$$

Esta caída de presión es la que deben vencer tanto la bomba de caudal neto como el oscilador. El consumo medio de la bomba de caudal neto (1) viene dado por:

$$\bar{W}_n = \frac{1}{T} \int_0^T A u_n \Delta p_{AB}(t) dt \quad (F.4)$$

$$\bar{W}_n = \frac{1}{T} \int_0^T A u_n K_P (u_n + x_0 \omega \cos(\omega t)) |u_n + x_0 \omega \cos(\omega t)| dt \quad (F.5)$$

Y el consumo medio del oscilador (2) por:

$$\bar{W}_{osc} = \frac{1}{T} \int_0^T A u_{osc} \Delta p_{AB}(t) dt \quad (F.6)$$

$$\begin{aligned} \bar{W}_{osc} = \frac{1}{T} \int_0^T A \cdot (x_0 \omega \cos(\omega t)) K_P (u_n + x_0 \omega \cos(\omega t)) \cdot \\ \cdot |u_n + x_0 \omega \cos(\omega t)| dt \end{aligned} \quad (F.7)$$

F.1.2. Consumo asociado al caudal neto

Para tener en cuenta el efecto del caudal oscilatorio sobre el consumo asociado al caudal neto (bomba principal) es necesario cuantificar el producto del caudal impulsado por la bomba por la caída de presión que la misma vence a lo largo de un ciclo:

$$\bar{W}_n = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} A u_n K_P (u_n + x_0 \omega \cos(\theta)) |u_n + x_0 \omega \cos(\theta)| d\theta \quad (F.8)$$

donde se ha hecho el cambio de variable: $\theta = \omega t$

La resolución de la expresión anterior dependerá de la relación entre la velocidad máxima del flujo oscilatorio y la velocidad neta. La forma típica de los distintos caudales implicados se muestra en la Figura F.2. Se presentan dos casos bien diferenciados, en función de la relación de velocidades:

$$\Psi = \frac{Re_{osc}}{Re_n} = \frac{x_0 \omega}{u_n} \quad (F.9)$$

Como se muestra en la Figura F.2 (a), cuando $\Psi < 1$ no se produce inversión del flujo. El interés de esta configuración es principalmente teórica, puesto que en los OBRs se requieren relaciones de velocidades $\Psi > 1$, como se indica en la Figura F.2 (b), en las que

se produce inversión del flujo y se generan los mecanismos de dispersión cíclica de vórtices responsables del mezclado radial.

Figura F.2. Caudales en los distintos tramos del circuito para a) $\Psi = 0,7$; (b) $\Psi = 2$.

En los casos con inversión de flujo, $\Psi > 1$, la velocidad será por tanto negativa durante una fracción del ciclo. El rango del ciclo en el que hay inversión del flujo puede determinarse a partir de la fase en que la velocidad se hace nula. A partir de la ecuación A.2,

$$\boxed{\theta_0} = \arccos\left(-\frac{u_n}{x_0 \omega}\right) = \boxed{\arccos\left(-\frac{1}{\Psi}\right)} \quad (\text{F.10})$$

Así, habrá que desarrollar la siguiente expresión:

$$\begin{aligned} \frac{\bar{W}_n}{A} = \frac{K_P}{2\pi} & \left[- \int_{\theta_0}^{2\pi-\theta_0} u_n (u_n + x_0 \omega \cos(\theta))^2 d\theta \right. \\ & \left. + \int_{2\pi-\theta_0}^{2\pi+\theta_0} u_n (u_n + x_0 \omega \cos(\theta))^2 d\theta \right] \end{aligned} \quad (\text{F.11})$$

Como se puede apreciar, se ha decidido comenzar la integración en el punto $\theta = \theta_0$ y finalizar en $\theta = 2\pi + \theta_0$. Así se reduce el número de tramos a considerar en la integración.

En los casos sin inversión del flujo, $\Psi < 1$, se puede resolver directamente:

$$\frac{\bar{W}_n}{A} = \frac{K_P}{2\pi} \int_0^{2\pi} u_n (u_n + x_0 \omega \cos(\theta))^2 d\theta \quad (\text{F.12})$$

La resolución de estas expresiones permite definir el factor F_n como la relación entre la potencia asociada al caudal neto considerando el efecto del caudal oscilatorio, $\bar{W}_{net}$, y sin considerarlo, $\bar{W}_{net,0}$. Así:

$$F_n = \frac{\bar{W}_n}{\bar{W}_{n,0}} = \begin{cases} A + B \cdot \Psi + C \cdot \Psi^2, & \text{si } \Psi \geq 1 \\ 1 + \frac{\Psi^2}{2}, & \text{si } \Psi < 1 \end{cases} \quad (\text{F.13})$$

donde:

$$A = \frac{2\theta_0}{\pi} - 1; B = \frac{4\sin(\theta_0)}{\pi}; C = \frac{(2\theta_0 - \pi + \sin(2\theta_0))}{2\pi}$$

En la Figura F.3 se muestra el factor de consumo calculado en función de la relación de velocidades junto con el utilizado por Mackley y Stonestreet [5]:

$$F_n = \left(1 + \left(\frac{4\Psi}{\pi} \right)^3 \right)^{1/3} \quad (\text{F.14})$$

Este factor es referenciado en dicho trabajo como una comunicación personal con Baird (autor de una notable cantidad de trabajos relacionados con columnas pulsantes). Sin embargo, hasta la fecha no se ha proporcionado en la bibliografía especializada ninguna deducción del mismo, ni a nivel teórico ni experimental, si bien la forma del mismo sugiere una deducción teórica.

Figura F.3. Factor de efecto del caudal oscilatorio sobre la caída de presión neta según Ecuación (F.13)

Se puede observar que a simple vista ambas expresiones proporcionan predicciones prácticamente idénticas. Para apreciar en mayor detalle la diferencia entre ambas expresiones se representa en la Figura F.4 la desviación, en porcentaje, de la expresión propuesta por Baird respecto a la calculada en este apartado.

Figura F.4. Desviación del factor propuesto por Mackley y Stonestreet [5] respecto a la Ecuación (F.13)

Se puede observar cómo la desviación máxima es del 4 % por defecto aproximadamente, y decrece rápidamente para mayores ratios de velocidades. Para los valores típicos encontrados en OBRs, $\Psi > 2$, la desviación entre ambas expresiones se reduce por debajo del 2 %. Así, se puede concluir que la expresión propuesta por Baird, si bien no es exacta, es suficientemente precisa para propósitos de diseño.

F.1.3. Consumo asociado al caudal oscilatorio

En la bibliografía no se dispone de expresiones propuestas para considerar el efecto del caudal neto sobre el consumo del oscilador. Esto es justificado por el hecho de que el caudal oscilatorio es mucho mayor que el caudal neto en los OBRs. Sin embargo, resulta de interés comprobar dicha afirmación de una forma cuantificable.

Para tener en cuenta el efecto del caudal neto sobre el consumo asociado al caudal oscilatorio (oscilador) es necesario cuantificar el caudal oscilatorio impulsado por la caída de presión a lo largo de un ciclo:

$$\bar{W}_{osc} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} A \cdot (x_0 \omega \cos(\theta)) K_p (u_n + x_0 \omega \cos(\theta)) \cdot |u_n + x_0 \omega \cos(\theta)| d\theta \quad (F.15)$$

Para los casos con $\Psi < 1$ y con $\Psi \geq 1$ se procede de forma análoga al apartado anterior de la influencia del oscilatorio en el neto.

Se ha definido el factor F_{osc} como la relación entre la potencia asociada al caudal oscilatorio considerando el efecto del caudal neto entre la potencia sin caudal neto. Así:

$$F_{osc} = \frac{\bar{W}_{osc}}{\bar{W}_{osc,0}} = \begin{cases} \frac{3}{8} \left(\frac{A}{\Psi^2} + \frac{2 \cdot B}{\Psi} + C \right), & \text{si } \Psi \geq 1 \\ \frac{3\pi}{4} \cdot \frac{1}{\Psi}, & \text{si } \Psi < 1 \end{cases} \quad (\text{F.16})$$

donde:

$$\begin{aligned} A &= 4 \cdot \sin(\theta_0); B = 2\theta_0 - \pi + \sin(2\theta_0); C \\ &= 4 \cdot \sin(\theta_0) - \frac{4}{3} \cdot \sin^3(\theta_0) \end{aligned}$$

El factor deducido, expresado como un aumento en porcentaje del consumo del oscilador respecto al consumo sin caudal neto, se ha representado en la Figura F.5 en función de la relación de velocidades:

Figura F.5. Efecto del caudal neto en el consumo de potencia asociado al caudal oscilatorio

Se observa cómo el aumento de potencia requerida por el oscilador por efecto del caudal neto tiende a infinito cuando la relación de velocidades tiende a cero, situación a la que correspondería un valor nulo en el consumo del oscilador. La curva desciende drásticamente cuando aumenta la relación de velocidades, tendiendo a cero cuando la relación de velocidades tiende a infinito. En la práctica se requieren valores de $\Psi > 2$ en los reactores de flujo oscilatorio, siendo el rango $2 < \Psi < 4$ el óptimo propuesto por Stonestreet y Van der Veeke [14]. Para dichos valores límite nos encontraríamos con aumentos del consumo de potencia del oscilador del $\sim 36\%$ para $\Psi = 2$ y del $\sim 9\%$ para $\Psi = 4$. Así, se puede afirmar que el efecto del caudal neto sobre el oscilatorio puede llegar a ser significativo en el rango de operación característico de los OBRs.

F.2. Efecto de la recuperación de energía en el consumo de potencia

Un aspecto comentado en la bibliografía relacionada con columnas pulsantes [36,38], pero que no se ha tratado apenas en OBRs, es la capacidad del sistema de oscilación para almacenar energía, que como indican Jealous y Johnson [36] puede ser relevante en el consumo total de potencia, pues durante parte del ciclo de oscilación la potencia es negativa (con la caída de presión y la velocidad con signos contrarios) y por tanto puede ser almacenada si el sistema lo permite.

Para que un sistema de oscilación pueda ser considerado como capaz de almacenar energía es necesario que se haya diseñado a tal efecto con la inclusión de un volante de inercia en el sistema de oscilación, o bien que la inercia del conjunto de elementos que conforman el oscilador sea muy superior a la fuerza necesaria para hacer oscilar el fluido. De forma práctica, Hafez y Baird [38] indicaron que se puede comprobar si existe “efecto de volante de inercia” de dos formas:

- Comparando el consumo de potencia del oscilador medido mediante un vatímetro (restando las pérdidas correspondientes) con el derivado del análisis de las señales de presión y velocidad. Si hay recuperación de energía ambos resultados deben ser iguales.
- Comprobando que tras desconectar la alimentación del motor el oscilador sigue girando varios ciclos más por acción únicamente de la inercia.

Si consideramos que hay recuperación de energía, esto es, que en el tramo en que la caída de presión y la velocidad tienen signos distintos esa energía es recuperada por el sistema, W_{ER} , se tiene que:

$$\bar{W}_{ER} = \frac{1}{T} \int_0^T q_{max} \cdot \sin(\omega t) \cdot \Delta p_{max} \cdot \sin(\omega t + \delta) dt \quad (F.17)$$

donde q_{max} y Δp_{max} corresponden a las amplitudes de las señales de caudal y de caída de presión, respectivamente. Así, solamente se asume que ambas variables siguen una función senoidal, que no tiene que estar determinada por ningún modelo en particular como el cuasi estacionario.

Se hace ahora, por comodidad, el cambio de variable: $\theta = \omega t$

$$\bar{W}_{ER} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} q_{max} \cdot \sin(\theta) \cdot \Delta p_{max} \cdot \sin(\theta + \delta) d\theta \quad (F.18)$$

Integrando a lo largo del ciclo de oscilación, se obtiene la expresión deducida por [9]:

$$\bar{W}_{ER} = \frac{q_{max} \cdot \Delta p_{max} \cdot \cos(\delta)}{2} \quad (F.19)$$

Si, por el contrario, no hay recuperación de energía, la fase del ciclo en el que la caída de presión y la velocidad tienen signos distintos no deberá ser tomada en cuenta para el cálculo del consumo de potencia promedio. En la Figura F.6 esta fracción del ciclo se muestra delimitada entre líneas discontinuas.

Figura F.6. Velocidad y caída de presión en flujo oscilatorio puro

Por la simetría de las funciones a integrar entre $\theta = [0 - \pi]$ y $\theta = [\pi - 2\pi]$ es posible integrar únicamente uno de los tramos. Así, tras eliminar el tramo donde no se produce recuperación de energía, correspondiente a $\theta = [\pi - \delta, \pi]$, queda la integral a resolver:

$$\bar{W}_{NER} = \frac{2}{2\pi} \int_0^{\pi-\delta} q_{max} \cdot \sin(\theta) \cdot \Delta p_{max} \cdot \sin(\theta + \delta) d\theta \quad (F.20)$$

Las amplitudes de la caída de presión y del caudal son constantes, con lo que pueden salir de la integral:

$$\bar{W}_{NER} = \frac{q_{max} \cdot \Delta p_{max}}{\pi} \int_0^{\pi-\delta} \sin(\theta) \cdot \sin(\theta + \delta) d\theta \quad (F.21)$$

Aplicando, además, la relación trigonométrica:

$$\sin(a) \cdot \sin(b) = \frac{1}{2} (-\cos(a + b) + \cos(a - b)) \quad (F.22)$$

la expresión queda:

$$\bar{W}_{NER} = \frac{q_{max} \cdot \Delta p_{max}}{2\pi} \int_0^{\pi-\delta} -\cos(2\theta + \delta) + \cos(\delta) d\theta \quad (F.23)$$

$$\bar{W}_{NER} = \frac{q_{max} \cdot \Delta p_{max}}{2\pi} \left[-\frac{1}{2} \sin(2\theta + \delta) + \cos(\delta) \cdot \theta \right]_0^{\pi-\delta} \quad (F.24)$$

$$\boxed{\bar{W}_{NER} = \frac{q_{max} \cdot \Delta p_{max} \cdot [\cos(\delta)(\pi - \delta) + \sin(\delta)]}{2\pi}} \quad (F.25)$$

Este es el consumo de potencia requerido por el oscilador en un circuito con solamente caudal oscilatorio cuando no hay recuperación de energía.

Así, la relación entre el consumo correspondiente a un sistema sin (ec. A.24) y con (ec. A.18) recuperación de energía es:

$$F_{NER} = \frac{\bar{W}_{NER}}{\bar{W}_{ER}} = \frac{\cos(\delta)(\pi - \delta) + \sin(\delta)}{\pi \cdot \cos(\delta)} = \frac{\pi - \delta + \tan(\delta)}{\pi} \quad (F.26)$$

El incremento de la potencia (en porcentaje) que supone un sistema sin recuperación de energía respecto a otro que sí la tiene se representa en la Figura F.7 en función del desfase presión-velocidad.

Figura F.7. Efecto del desfase presión-velocidad en el aumento del consumo de potencia de un sistema sin recuperación de energía respecto a un sistema con recuperación

Se aprecia que para un desfase reducido, $\delta < 0,5$, apenas hay incremento en el consumo de potencia, siendo menor del 1,5 %, pero este sufre un drástico incremento al aumentar el desfase. El aumento del consumo tiende a infinito cuando el desfase se aproxima al valor límite de $\pi/2$, situación que corresponde a un consumo de potencia nulo si hay recuperación de energía por parte del sistema.

Para demostrar que los resultados pueden ser significativos en la práctica, se han tomado como referencia los valores experimentales registrados en la bibliografía [42], que proporcionan desfases de hasta 1 radián. Para dicho valor se pueden obtener aumentos del consumo de potencia de hasta un 18 % respecto a la expresión propuesta por Mackley and Stonestreet [5] según la expresión obtenida en este apartado.

Así, se puede concluir que es recomendable determinar en primer lugar si el sistema cumple las condiciones necesarias para ser capaz de almacenar energía, siguiendo las pautas indicadas al comienzo del apartado. Si hay recuperación de energía, se puede aplicar directamente la ecuación propuesta por Mackay et al (1991) para la densidad de potencia:

$$\varepsilon_v = \frac{\Delta p_{max} \omega x_0 \cos(\delta)}{2 \cdot l \cdot n_{baf}} \quad (F.27)$$

Si no hay recuperación de energía, hay que aplicar el factor propuesto en este apartado (Ecuación A.25), que multiplicaría a la densidad de potencia calculada para un sistema con recuperación de energía, ε_v :

$$\varepsilon_{v,NER} = F_{NER} \cdot \varepsilon_v = \left(\frac{\pi - \delta + \tan(\delta)}{\pi} \right) \cdot \varepsilon_v \quad (F.28)$$

Hay que remarcar que para poder aplicar este factor es necesario conocer el desfase, lo cual requiere la medida de las señales de caudal y caída de presión, o bien conocer el valor del desfase en condiciones adimensionales similares.

G Criterio de mejora R3 adaptado a reactores de flujo oscilatorio

El criterio R3 se basa en la mejora de la transferencia de calor cuando se inserta una geometría manteniendo el consumo de potencia y la geometría del intercambiador.

$$R3 = \frac{Nu_b}{Nu_s} \Big|_{\dot{W}_{t,s}=\dot{W}_{t,b}, A_s=A_b} \quad \Psi > 1 \quad (G. 1)$$

Sin embargo, es necesario adaptar este criterio al dispositivo estudiado, pues el consumo de potencia del tubo con deflectores insertados en régimen dinámico vendrá dado por la suma del consumo debido al flujo neto y al oscilatorio:

$$\dot{W}_{t,b} = F_n \cdot \dot{W}_{n,b} + \dot{W}_{osc,b} \quad (G. 2)$$

Donde F_n es un factor que considera el aumento en la caída de presión neta debido al flujo oscilatorio, calculado mediante la expresión propuesta por Baird [5]. El consumo de potencia del tubo con deflectores insertados en régimen estacionario vendrá dado por:

$$\dot{W}_{n,b} = q \cdot \Delta p = \rho u_{n,b}^3 f_{n,b} \frac{\pi D}{2} N_b L_b = \frac{\mu^3 Re_{n,b}^3}{\rho^2 D^2} f_{n,b} \frac{\pi}{2} N_b L_b \quad (G. 3)$$

Y el debido al flujo oscilatorio:

$$\begin{aligned} \dot{W}_{osc,b} &= \rho (2\pi f x_0)^3 l^2 Po N_b n_b = \rho (2\pi f x_0)^3 l Po N_b L_b = \\ &= \frac{\mu^3 Re_{osc,b}^3}{\rho^2 D^3} l Po N_b L_b \end{aligned} \quad (G. 4)$$

Una vez calculado el consumo de potencia asociado a un ensayo de transferencia de calor, ya tendríamos el consumo correspondiente al tubo liso de referencia. En cuanto al consumo de potencia del tubo liso, viene dado por:

$$\dot{W}_{t,s} = q \cdot \Delta p = \rho u_{n,s}^3 f_{n,s} \frac{\pi D}{2} N_s L_s = \frac{\mu^3 Re_{n,s}^3}{\rho^2 D^2} f_{n,s} \frac{\pi}{2} N_s L_s \quad (G. 5)$$

Combinando las ecuaciones anteriores se puede llegar a que el número de Reynolds liso para el mismo consumo de potencia:

$$\frac{\mu^3 Re_{n,s}^3}{\rho^2 D^2} f_{n,s} \frac{\pi}{2} N_s L_s = F_n \cdot \frac{\mu^3 Re_{n,b}^3}{\rho^2 D^2} f_{n,b} \frac{\pi}{2} N_b L_b + \frac{\mu^3 Re_{osc,b}^3}{\rho^2 D^3} l P_o N_b L_b$$

Al mantenerse la geometría: $N_s L_s = N_b L_b$ y eliminando términos comunes:

$$Re_{n,s}^3 f_{n,s} = F_n \cdot Re_{n,b}^3 f_{n,b} + \frac{Re_{osc,b}^3}{D} \frac{2}{\pi} l P_o$$

El factor de fricción de Fanning para tubo liso en régimen laminar puede obtenerse mediante la solución analítica y en régimen turbulento mediante la ecuación de Blasius [143]:

$$f_{n,s} = 16/Re_{n,s} \quad Re_{n,s} < 2300 \quad (G. 6)$$

$$f_{n,s} = 0,079 \cdot Re_{n,s}^{-0,25} \quad Re_{n,s} \geq 2300 \quad (G. 7)$$

Sustituyendo las expresiones del factor de fricción de Fanning correspondientes y despejando el número de Reynolds del tubo liso para cada caso:

$$Re_{n,s} = \left[F_n \frac{Re_{n,b}^3 f_{n,b}}{16} + \frac{Re_{osc,b}^3}{8\pi D x_0^3} l^4 P_o \right]^{1/2} \quad Re_{n,s} < 2300 \quad (G. 8)$$

$$Re_{n,s} = \left[F_n \frac{Re_{n,b}^3 f_{n,b}}{0,079} + \frac{2 Re_{osc,b}^3}{0,079 \pi D} l P_o \right]^{4/11} \quad Re_{n,s} \geq 2300 \quad (G. 9)$$

A priori no es posible conocer el régimen del flujo del tubo liso de referencia, con lo que, en un principio, se asume que es laminar y se calcula el número de Reynolds neto que correspondería según la Ecuación (G.8). Si el número de Reynolds es mayor que el límite de la región laminar, se recalcula el número de Reynolds según la expresión correspondiente al régimen turbulento.

Una vez determinado el número de Reynolds del tubo liso con el mismo consumo de potencia, se calcula la transferencia de calor en el mismo, adimensionalizada con el número de Nusselt. Para ello, se distingue si el flujo se encuentra en régimen laminar o turbulento. Para los flujos laminar y turbulento se emplean las correlaciones propuestas por Petukhov [132] y por Gnielinski [140], respectivamente:

$$Nu_s = 4,36 \cdot \left[1 + \left(\frac{Ra}{18000} \right)^4 \right]^{0,045} \quad Re_{n,s} < 2300 \quad (G. 10)$$

$$Nu_s = \frac{(f_{n,s}/8) \cdot (Re_{n,s} - 1000) \cdot Pr}{1 + 12,7 \cdot (f_{n,s}/8)^{0,5} \cdot (Pr^{2/3} - 1)} \quad Re_{n,s} \geq 2300 \quad (G. 11)$$

Finalmente, se calcula la relación entre los números de Nusselt para la geometría estudiada y para el tubo liso de referencia según la Ecuación (G. 1).

Referencias bibliográficas

- [1] X. Ni, M.R. Mackley, A.P. Harvey, P. Stonestreet, M.H.I. Baird, N.V. Rama Rao, Mixing Through Oscillations and Pulsations—A Guide to Achieving Process Enhancements in the Chemical and Process Industries, *Chem. Eng. Res. Des.* 81 (2003) 373–383. doi:10.1205/02638760360596928.
- [2] A.W. Dickens, M.R. Mackley, H.R. Williams, Experimental residence time distribution measurements for unsteady flow in baffled tubes, *Chem. Eng. Sci.* 44 (1989) 1471–1479. doi:10.1016/0009-2509(89)80023-5.
- [3] M.S.R. Abbott, A.P. Harvey, G. Valente Perez, M.K. Theodorou, Biological processing in oscillatory baffled reactors: operation, advantages and potential, *Interface Focus*. 3 (2013) 20120036.
- [4] D. Reay, C. Ramshaw, A. Harvey, *Process Intensification: Engineering for efficiency, sustainability and flexibility*, 2013. doi:10.1016/B978-0-08-098304-2.00005-5.
- [5] M.R. Mackley, P. Stonestreet, Heat transfer and associated energy dissipation for oscillatory flow in baffled tubes, *Chem. Eng.* 50 (1995) 2211–2224.
- [6] R. Law, S. Ahmed, N. Tang, A. Phan, A. Harvey, Development of a more robust correlation for predicting heat transfer performance in oscillatory baffled reactors, *Chem. Eng. Process. Process Intensif.* 125 (2018) 133–138.
- [7] T. Howes, M.R. Mackley, Experimental axial dispersion for oscillatory flow through a baffled tube, *Chem. Eng. Sci.* 45 (1990) 1349–1358. doi:10.1016/0009-2509(90)87127-E.
- [8] G. Vilar, R.A. Williams, M. Wang, R.J. Tweedie, On line analysis of structure of dispersions in an oscillatory baffled reactor using electrical impedance tomography, *Chem. Eng. J.* 141 (2008) 58–66. doi:10.1016/j.cej.2007.10.018.
- [9] M.E. Mackay, M.R. Mackley, W. Y., Oscillatory flow within tubes containing wall or central baffles, *Trans IChemE.* 69 (1991) 506–513.
- [10] X. Ni, G. Brogan, A. Struthers, D.C. Bennett, S.F. Wilson, A systematic study of the effect of geometrical parameters on mixing time in oscillatory baffled columns, *Chem. Eng. Res. Des.* 76 (1998) 635–642. doi:10.1205/026387698525162.

- [11] X. Ni, G. Siwen, Mass transfer characteristics of a pilot pulsed baffled reactor, *J. Chem. Technol. Biotechnol.* 65 (1999) 65–71.
- [12] M.R. Mackley, K.B. Smith, N.P. Wise, The mixing and separation of particle suspensions using oscillatory flow in baffled tubes, *Trans IChemE.* 71 (1993) 649–656. <http://cat.inist.fr/?aModele=afficheN&cpsidt=3903587>.
- [13] M.R. Mackley, X. Ni, Experimental fluid dispersion measurements in periodic baffled tube arrays, *Chem. Eng. Sci.* 48 (1993) 3293–3305. doi:10.1016/0009-2509(93)80213-A.
- [14] P. Stonestreet, P.M.J. van der Veecken, The effects of oscillatory flow and bulk flow components on residence time distribution in baffled tube reactors, *Chem. Eng. Res. Des.* 77 (1999) 671–684.
- [15] X. Ni, J.A. Cosgrove, A.D. Arnott, C.A. Greated, R.H. Cumming, On the measurement of strain rate in an oscillatory baffled column using particle image velocimetry, *Chem. Eng. Sci.* 55 (2000) 3195–3208.
- [16] M. Zheng, J. Li, M.R. Mackley, J. Tao, The development of asymmetry for oscillatory flow within a tube containing sharp edge periodic baffles, *Phys. Fluids.* 19 (2007) 1–15. doi:10.1063/1.2799553.
- [17] S.M.R. Ahmed, R. Law, A.N. Phan, A.P. Harvey, Thermal performance of meso-scale oscillatory baffled reactors, *Chem. Eng. Process. - Process Intensif.* 132 (2018) 25–33. doi:10.1016/j.cep.2018.08.009.
- [18] A.N. Phan, A. Harvey, J. Lavender, Characterisation of fluid mixing in novel designs of mesoscale oscillatory baffled reactors operating at low flow rates (0.3–0.6ml/min), *Chem. Eng. Process. Process Intensif.* 50 (2011) 254–263. doi:<https://doi.org/10.1016/j.cep.2011.02.004>.
- [19] N. Reis, A.A. Vicente, J.A. Teixeira, Liquid backmixing in oscillatory flow through a periodically constricted meso-tube, *Chem. Eng. Process.* 49 (2010) 793–803. doi:10.1016/j.cep.2010.01.014.
- [20] J.R. McDonough, A.N. Phan, A.P. Harvey, Rapid process development using oscillatory baffled mesoreactors - A state-of-the-art review, *Chem. Eng. J.* 265 (2015) 110–121. doi:10.1016/j.cej.2014.10.113.
- [21] A.N. Phan, A.P. Harvey, Characterisation of mesoscale oscillatory helical baffled reactor-Experimental approach, *Chem. Eng. J.* 180 (2012) 229–236. doi:10.1016/j.cej.2011.11.018.
- [22] N. Reis, A.P. Harvey, M.R. Mackley, A.A. Vicente, J.A. Teixeira, Fluid mechanics and design aspects of a novel oscillatory flow screening mesoreactor, *Chem. Eng. Res. Des.* 83 (2005) 357–371. doi:10.1205/cherd.03401.
- [23] A.N. Phan, A. Harvey, J. Lavender, Characterisation of fluid mixing in novel designs of mesoscale oscillatory baffled reactors operating at low flow rates (0.3-0.6ml/min), *Chem. Eng. Process. Process Intensif.* 50 (2011) 254–263. doi:10.1016/j.cep.2011.02.004.
- [24] K.C. Leong, L.W. Jin, Characteristics of oscillating flow through a channel filled with open-cell metal foam, *Int. J. Heat Fluid Flow.* 27 (2006) 144–153. doi:10.1016/j.ijheatfluidflow.2005.05.004.
- [25] C.R. Brunold, J.C.B. Hunns, M.R. Mackley, J.W. Thompson, Experimental

- observations on flow patterns and energy losses for oscillatory flow in ducts containing sharp edges, *Chem. Eng. Sci.* 44 (1989) 1227–1244. doi:[https://doi.org/10.1016/0009-2509\(89\)87022-8](https://doi.org/10.1016/0009-2509(89)87022-8).
- [26] J.R. Womersley, Method for the calculation of velocity, rate of flow and viscous drag in arteries when the pressure gradient is known, *J. Physiol.* 127 (1955) 553–563.
- [27] K.B. Smith, The Scale-Up of Oscillatory Flow Mixing, 1999. <https://core.ac.uk/download/pdf/1334175.pdf>.
- [28] S.M.R. Ahmed, A.N. Phan, A.P. Harvey, Mass transfer enhancement as a function of oscillatory baffled reactor design, *Chem. Eng. Process. Process Intensif.* 130 (2018) 229–239.
- [29] A. Laybourn, A.M. López-Fernández, I. Thomas-Hillman, J. Katrib, W. Lewis, C. Dodds, A.P. Harvey, S.W. Kingman, Combining continuous flow oscillatory baffled reactors and microwave heating: Process intensification and accelerated synthesis of metal-organic frameworks, *Chem. Eng. J.* 356 (2019) 170–177. doi:10.1016/j.cej.2018.09.011.
- [30] F.M. Pereira, D.Z. Sousa, M.M. Alves, M.R. Mackley, N.M. Reis, CO₂ Dissolution and design aspects of a multiorifice oscillatory baffled column, *Ind. Eng. Chem. Res.* 53 (2014) 17303–17316.
- [31] M.D. Soufi, B. Ghobadian, G. Naja, S.M. Mousavi, J. Aubin, Optimization of methyl ester production from waste cooking oil in a batch tri-orifice oscillatory baffled reactor, *Fuel Process. Technol.* 167 (2017) 641–647.
- [32] S.M. Ahmed, A.N. Phan, A.P. Harvey, Scale-up of gas-liquid mass transfer in oscillatory multi-orifice baffled reactors (OMBRs), *Ind. Eng. Chem. Res.* 58 (2019) 5929–5935.
- [33] E.P.L. Roberts, M.R. Mackley, The development of asymmetry and period doubling for oscillatory flow in baffled channels, *J. Fluid Mech.* 328 (1996) 19–48. doi:10.1017/S0022112096008634.
- [34] X. Ni, H. Jian, A. Fitch, Evaluation of Turbulent Integral Length Scale in an Oscillatory Baffles Column using Large Eddy Simulation and Digital Particle Image Velocimetry, *Trans IChemE.* 81 (2003) 842–853.
- [35] M. Manninen, E. Gorshkova, K. Immonen, X.W. Ni, Evaluation of axial dispersion and mixing performance in oscillatory baffled reactors using CFD, *J. Chem. Technol. Biotechnol.* 88 (2013) 553–562. doi:10.1002/jctb.3979.
- [36] A.C. Jealous, H.F. Johnson, Power requirements for pulse generation in pulse columns, *Ind. Eng. Chem.* 47 (1955) 1159–1166. doi:10.1021/ie50546a021.
- [37] M.H.I. Baird, J.H. Garstang, Power consumption and gas hold-up in a pulsed column, *Chem. Eng. Sci.* 22 (1967) 1663–1673.
- [38] M.M. Hafez, M.H.I. Baird, Power consumption in a reciprocating plate extraction column, *Trans IChemE.* 56 (1978) 229–238.
- [39] F.C. Johansen, Flow through pipe orifices at low Reynolds numbers, *Proc. R. Socie.* 126 (1930) 231–245. http://www.jstor.org/stable/95350?seq=1#page_scan_tab_contents.
- [40] J.W. Daily, W.L. Hankey Jr, R.W. Olive, J.M. Jordaan Jr, Resistance coefficients

- for accelerated and decelerated flows through smooth tubes and orifices, MASSACHUSETTS INST TECH CAMBRIDGE. 55-SA-78 (1955).
- [41] S.H. Noh, M.H.I. Baird, Mass transfer and pressure drop in a cocurrent reciprocating plate extraction column, *AIChE J.* 30 (1984) 120–127. doi:10.1002/aic.690300117.
- [42] M.H.I. Baird, P. Stonestreet, Energy dissipation in oscillatory flow within a baffled Tube, *Chem. Eng. Res. Des.* 73 (1995) 503–511. <http://archive.icheme.org/cgi-bin/somscid.cgi?type=header&record=2848%5CnArticle%5CBaird1995a.pdf>.
- [43] M.H.I. Baird, N.R. Rao, Power dissipation and flow patterns in reciprocating baffle-plate columns, *Can. J. Chem. Eng.* 73 (1995) 417–425.
- [44] G. Jimeno, Y. Chu, X. Ni, On the evaluation of power density models for oscillatory baffled reactors using CFD, *Chem. Eng. Process. Process Intensif.* 134 (2018) 153–162. doi:10.1016/j.cep.2018.11.002.
- [45] M. Avila, D.F. Fletcher, M. Poux, C. Xuereb, J. Aubin, Predicting power consumption in continuous oscillatory baffled reactors, *Chem. Eng. Sci.* 212 (2020) 115310.
- [46] M.R. Mackley, G.M. Tweddle, I.D. Wyatt, Experimental heat transfer measurements for pulsatile flow in baffled tubes, *Chem. Eng. Sci.* 45 (1990) 1237–1242. doi:10.1016/0009-2509(90)87116-A.
- [47] G.G. Stephens, M.R. Mackley, Heat transfer performance for batch oscillatory flow mixing, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 25 (2002) 583–594.
- [48] Paste Particle and Polymer Processing group (P4G), Oscillatory Fluid Mixing. OFM: Enhancement of heat transfer rates, (n.d.). <https://www.ceb.cam.ac.uk/research/groups/rg-p4g/archive-folder/pfg/ofm-folder/ofm-advantages-enhancement-of-heat-transfer-rates> (accessed March 5, 2019).
- [49] K.B. Smith, M.R. Mackley, An experimental investigation into the scale-up of oscillatory flow mixing in baffled tubes, *Chem. Eng. Res. Des.* 84 (2006) 1001–1011.
- [50] I.I. Onyemelukwe, B. Benyahia, N.M. Reis, Z.K. Nagy, C.D. Rielly, The heat transfer characteristics of a mesoscale continuous oscillatory flow crystalliser with smooth periodic constrictions, *Int. J. Heat Mass Transf.* 123 (2018) 1109–1119.
- [51] M.H.I. Baird, J.H. Garstang, Gas absorption in a pulsed bubble column, *Chem. Eng. Sci.* 27 (1972) 823–833.
- [52] G. Nelson, A scale-up study in suspension polymerisation of methylmethacrylate in a pilot oscillatory baffled reactor, Heriot–Watt University, 2001.
- [53] B.J. Bellhouse, F.H. Bellhouse, C.M. Curl, T.I. MacMillan, A.J. Gunning, E.H. Spratt, S.B. MacMurray, J.M. Nelems, A high efficiency membrane oxygenator and pulsatile pumping system, and its application to animal trials, *ASAIO J.* 19 (1973) 72–79.
- [54] X. Ni, J.A. Cosgrove, R.H. Cumming, C.A. Greated, K.R. Murray, P. Norman, Experimental study of flocculation of bentonite and *Alcaligenes eutrophus* in a batch oscillatory baffled flocculator, *Chem. Eng. Res. Des.* 79 (2001) 33–40.
- [55] S.M. Finnigan, J.A. Howell, The effect of pulsed flow on ultrafiltration fluxes in a baffled tubular membrane system, *Desalination.* 79 (1990) 181–202.

- [56] X. Ni, J.C. Johnstone, K.C. Symes, B.D. Grey, D.C. Bennett, Suspension polymerization of acrylamide in an oscillatory baffled reactor: from drops to particles, *AIChE J.* 47 (2001) 1746–1757.
- [57] M.H.I. Baird, N.R. Rao, B. Latto, Liquid-liquid extraction using vortex rings in a batch cell, *Chem. Eng. Res. Des.* 70 (1992) 323–332.
- [58] M.S.N. Oliveira, X. Ni, Gas hold-up and bubble diameters in a gassed oscillatory baffled column, *Chem. Eng. Sci.* 56 (2001) 6143–6148.
- [59] S.T.L. Harrison, M.R. Mackley, A pulsatile flow bioreactor, *Chem. Eng. Sci.* 47 (1992) 490–493. doi:10.1016/0009-2509(92)80039-F.
- [60] N.V. Rama Rao, M.H.I. Baird, Gas-liquid mass transfer in a 15 cm diameter reciprocating plate column, *J. Chem. Technol. Biotechnol.* 78 (2003) 134–137.
- [61] M.R. Mackley, N.E. Sherman, Cross-flow cake filtration mechanisms and kinetics, *Chem. Eng. Sci.* 47 (1992) 3067–3084.
- [62] S. Sermage, K.J. Roberts, X. Ni, A study of crystallisation of L-glutamic acid in an oscillatory baffled crystalliser, in: *United Eng. Found. Conf. Process Innov. Process Intensif.*, 2002.
- [63] M.R. Hewgill, M.R. Mackley, A.B. Pandit, S.S. Pannu, Enhancement of gas-liquid mass transfer using oscillatory flow in a baffled tube, *Chem. Eng. Sci.* 48 (1993) 799–809. doi:10.1016/0009-2509(93)80145-G.
- [64] D.C. Sherrington, A. Lanver, H.G. Schmalz, B. Wilson, X.W. Ni, S. Yuan, Gram-Scale Synthesis of Suspension-Polymerized Styrene-Divinylbenzene-Based Resins Using an Oscillatory Baffled Reactor, *Angew. Chemie.* 114 (2002) 3808–3811.
- [65] M.R. Mackley, N.E. Sherman, Cake filtration mechanisms in steady and unsteady flows, *J. Memb. Sci.* 77 (1993) 113–121. doi:10.1016/0376-7388(93)85239-S.
- [66] D.J. Watson, M.R. Mackley, The rheology of aqueous emulsions prepared by direct emulsification and phase inversion from a high viscosity alkyd resin, *Colloids Surfaces A Physicochem. Eng. Asp.* 196 (2002) 121–134. doi:10.1016/S0927-7757(01)00813-5.
- [67] H.K. Gaidhani, B. Mcneil, X.W. Ni, Production of pullulan using an oscillatory baffled bioreactor, *J. Chem. Technol. Biotechnol.* 78 (2003) 260–264. doi:10.1002/jctb.766.
- [68] X. Ni, M.R. Mackley, Chemical reaction in batch pulsatile flow and stirred tank reactors, *Chem. Eng. J.* 52 (1993) 107–114. doi:10.1016/0300-9467(93)80059-W.
- [69] A.P. Harvey, M.R. Mackley, T. Seliger, Process intensification of biodiesel production using a continuous oscillatory flow reactor, *J. Chem. Technol. Biotechnol.* 78 (2003) 338–341. doi:10.1002/jctb.782.
- [70] J.A. Howell, R.W. Field, D. Wu, Yeast cell microfiltration: Flux enhancement in baffled and pulsatile flow systems, *J. Memb. Sci.* 80 (1993) 59–71. <http://search.proquest.com.ezp.waldenulibrary.org/docview/755053794/9E184DA0200F4212PQ/20?accountid=14872>.
- [71] X.W. Ni, A. Valentine, A. Liao, S.B. Sermage, G.B. Thomson, K.J. Roberts, On the crystal polymorphic forms of L-glutamic acid following temperature programmed crystallization in a batch oscillatory baffled crystallizer, *Cryst. Growth Des.* 4 (2004) 1129–1135.

- [72] Y. Wang, J.A. Howell, R.W. Field, D. Wu, Simulation of cross-flow filtration for baffled tubular channels and pulsatile flow, *J. Memb. Sci.* 95 (1994) 243–258. doi:10.1016/0376-7388(94)00130-8.
- [73] B. Wilson, D.C. Sherrington, X. Ni, Butylation of Phenylacetonitrile in an Oscillatory Baffled Reactor, *Ind. Eng. Chem. Res.* 44 (2005) 8663–8670. doi:10.1021/ie048855y.
- [74] X. Ni, S. Gao, R.H. Cumming, D.W. Pritchard, A comparative study of mass transfer in yeast for a batch pulsed baffled bioreactor and a stirred tank fermenter, *Chem. Eng. Sci.* 50 (1995) 2127–2136. doi:10.1016/0009-2509(95)00050-F.
- [75] M. Zheng, R.L. Skelton, M.R. Mackley, Biodiesel Reaction Screening Using Oscillatory Flow Meso Reactors, *Process Saf. Environ. Prot.* 85 (2007) 365–371. doi:10.1205/psep07030.
- [76] X. Ni, S. Gao, D.W. Pritchard, A study of mass transfer in yeast in a pulsed baffled bioreactor, *Biotechnol. Bioeng.* 45 (1995) 165–175.
- [77] A.T.I.M. Ghazi, M.F.M.G. Resul, R. Yunus, T.S. Yaw, Preliminary design of oscillatory flow biodiesel reactor for continuous biodiesel production from *jatropha triglycerides*, *J. Eng. Sci. Technol.* 3 (2008) 138–145.
- [78] G.G. Stephens, *Suspension polymerisation in oscillatory flow*, University of Cambridge, 1996.
- [79] N. Reis, R.N. Pereira, A.A. Vicente, J.A. Teixeira, Enhanced gas–liquid mass transfer of an oscillatory constricted-tubular reactor, *Ind. Eng. Chem. Res.* 47 (2008) 7190–7201.
- [80] X. Ni, S. Gao, L. Santangeli, On the effect of surfactant on mass transfer to water-glycerol solutions in a pulsed baffled reactor, *J. Chem. Technol. Biotechnol.* 69 (1997) 247–253.
- [81] S. Gao, X. Ni, R.H. Cumming, C.A. Greated, P. Norman, Experimental investigation of bentonite flocculation in a batch oscillatory baffled column, *Sep. Sci. Technol.* 33 (1998) 2143–2157. doi:10.1080/01496399808545720.
- [82] A.N. Phan, A.P. Harvey, M. Rawcliffe, Continuous screening of base-catalysed biodiesel production using New designs of mesoscale oscillatory baffled reactors, *Fuel Process. Technol.* 92 (2011) 1560–1567. doi:10.1016/j.fuproc.2011.03.022.
- [83] M.R. Mackley, P. Stonestreet, N.C. Thurston, J.S. Wiseman, Evaluation of a novel self-aerating, oscillating baffle column, *Can. J. Chem. Eng.* 76 (1998) 5–10.
- [84] S. Melendi, S. Bonyadi, P. Castell, M.T. Martinez, M.R. Mackley, The functionalization of carbon nanotubes using a batch oscillatory flow reactor, *Chem. Eng. Sci.* 84 (2012) 544–551. doi:10.1016/j.ces.2012.09.004.
- [85] X. Ni, Y. Zhang, I. Mustafa, An investigation of droplet size and size distribution in methylmethacrylate suspensions in a batch oscillatory-baffled reactor, *Chem. Eng. Sci.* 53 (1998) 2903–2919.
- [86] A.N. Phan, A.P. Harvey, V. Eze, Rapid production of biodiesel in mesoscale oscillatory baffled reactors, *Chem. Eng. Technol.* 35 (2012) 1214–1220. doi:10.1002/ceat.201200031.
- [87] Y. Zhang, A study of suspension polymerisation of Methyl Methacrylate and Styrene in a batch oscillatory baffled reactor, University of Strathclyde, 1998.

- [88] M.S.R. Abbott, G. Valente Perez, A.P. Harvey, M.K. Theodorou, Reduced power consumption compared to a traditional stirred tank reactor (STR) for enzymatic saccharification of alpha-cellulose using oscillatory baffled reactor (OBR) technology, *Chem. Eng. Res. Des.* 92 (2014) 1969–1975. doi:10.1016/j.cherd.2014.01.020.
- [89] M.E. Fabiyi, R.L. Skelton, The application of oscillatory flow mixing to photocatalytic wet oxidation, *J. Photochem. Photobiol. A Chem.* 129 (1999) 17–24.
- [90] C.J. Callahan, X.-W. Ni, An investigation into the effect of mixing on the secondary nucleation of sodium chlorate in a stirred tank and an oscillatory baffled crystallizer, *CrystEngComm*. 16 (2014) 690–697. doi:10.1039/c3ce41467a.
- [91] X. Ni, Y. Zhang, I. Mustafa, Correlation of polymer particle size with droplet size in suspension polymerisation of methylmethacrylate in a batch oscillatory-baffled reactor, *Chem. Eng. Sci.* 54 (1999) 841–850.
- [92] C.J. Brown, J.A. Adelakun, X.-W. Ni, Characterization and modelling of antisolvent crystallization of salicylic acid in a continuous oscillatory baffled crystallizer, *Chem. Eng. Process. Process Intensif.* 97 (2015) 180–186. doi:10.1016/j.cep.2015.04.012.
- [93] M.E. Fabiyi, R.L. Skelton, Photocatalytic mineralisation of methylene blue using buoyant TiO₂ -coated polystyrene beads, *J. Photochem. Photobiol. A Chem.* 132 (2000) 121–128.
- [94] E. Lobry, T. Lasuye, C. Gourdon, C. Xuereb, Liquid-liquid dispersion in a continuous oscillatory baffled reactor-Application to suspension polymerization, *Chem. Eng. J.* 259 (2015) 505–518. doi:10.1016/j.cej.2014.08.014.
- [95] X. Ni, D.C. Bennett, K.C. Symes, B.D. Grey, Inverse phase suspension polymerization of acrylamide in a batch oscillatory baffled reactor, *J. Appl. Polym. Sci.* 76 (2000) 1669–1676.
- [96] H. McLachlan, X. Ni, On the effect of added impurity on crystal purity of urea in an oscillatory baffled crystallizer and a stirred tank crystallizer, *J. Cryst. Growth*. 442 (2016) 81–88. doi:10.1016/j.jcrysgro.2016.03.001.
- [97] X. Ni, G. Nelson, I. Mustafa, Flow patterns and oil-water dispersion in a 0.38 m diameter oscillatory baffled column, *Can. J. Chem. Eng.* 78 (2000) 211–220.
- [98] M.S. Lucas, N.M. Reis, G.L. Puma, Intensification of ozonation processes in a novel, compact, multi-orifice oscillatory baffled column, *Chem. Eng. J.* 296 (2016) 335–339.
- [99] D.C. Bennett, Inverse phase polymerisation of acrylamide in a batch oscillatory baffled reactor, Strathclyde University, 2001.
- [100] M. Jiang, X.-W. Ni, Reactive Crystallization of Paracetamol in a Continuous Oscillatory Baffled Reactor, *Org. Process Res. Dev.* 23 (2019) 882–890. doi:10.1021/acs.oprd.8b00446.
- [101] A.P. Harvey, M.R. Mackley, P. Stonestreet, Operation and optimization of an oscillatory flow continuous reactor, *Ind. Eng. Chem. Res.* 40 (2001) 5371–5377.
- [102] Z. Gao, Y. Wu, J. Gong, J. Wang, S. Rohani, Continuous crystallization of α -form L-glutamic acid in an MSMR-Tubular crystallizer system, *J. Cryst. Growth* J. 507 (2019) 344–351.
- [103] C.T. Lee, M.R. Mackley, P. Stonestreet, A.P.J. Middelberg, Protein refolding in an

- oscillatory flow reactor, *Biotechnol. Lett.* 23 (2001) 1899–1901.
- [104] Products: Lab-Scale DN15 Range, NiTech® Solut. Ltd. (n.d.). <https://www.nitechsolutions.co.uk/products/>.
- [105] P. Vicente, Técnicas de mejora de la transferencia térmica en tubos de intercambiadores de calor industriales para flujo monofásico laminar y turbulento, 2002.
- [106] A. García, Mejora de la transmisión de calor en tubos circulares lisos mediante la inserción de muelles en espiral, UPCT, 2006.
- [107] J.P. Solano, Análisis del flujo y de la transmisión de calor en intercambiadores de superficie rascada por movimiento lineal alternativo, UPCT, 2009.
- [108] D. Crespí Llorens, Comportamiento de fluidos no newtonianos en intercambiadores de calor tubulares con rascador alternativo, (2015). <http://repositorio.upct.es/handle/10317/4888>.
- [109] D.S. Martínez, Heat transfer and ice slurry production analysis in scraped surface plate heat exchangers, 2016.
- [110] D. González-Juárez, Comportamiento termofluidodinámico y transporte de especies en reactores de flujo oscilatorio con deflectores multiperforados, 2017.
- [111] I. Barreno, S.C. Costa, M. Cordon, M. Tutar, I. Urrutibeascoa, X. Gomez, G. Castillo, Numerical correlation for the pressure drop in Stirling engine heat exchangers, *Int. J. Therm. Sci.* 97 (2015) 68–81. doi:10.1016/j.ijthermalsci.2015.06.014.
- [112] C. Wantha, Effect and heat transfer correlations of finned tube heat exchanger under unsteady pulsating flows, *Int. J. Heat Mass Transf.* 99 (2016) 141–148.
- [113] A.E. Bergles, A.R. Blumenkrantz, J. Taborek, Performance evaluation criteria for enhanced heat transfer surfaces, in: *Proc. 5th Int. Heat Transf. Conf.*, Tokyo, Japan, 1974: pp. 239–243.
- [114] ASHRAE, ASHRAE fundamentals handbook, Atlanta GA, 2001.
- [115] W. Gautschi, Numerical Analysis, Second, Springer, 2012.
- [116] J.P. Meyer, M. Everts, Single-phase mixed convection of developing and fully developed flow in smooth horizontal circular tubes in the laminar and transitional flow regimes, *Int. J. Heat Mass Transf.* 117 (2018) 1251–1273. doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.10.070.
- [117] F.A. Schraub, S.J. Kline, J. Henry, P.W. Runstadler, A. Littell, Use of hydrogen bubbles for quantitative determination of time-dependent velocity fields in low-speed water flows, *J. Basic Eng.* 8 (1965) 429–444.
- [118] M. Raffel, C.E. Willert, F. Scarano, C.J. Kähler, J. Wereley, S. T. Kompenhans, Particle image velocimetry: a practical guide, n.d.
- [119] E.F.J. Overmars, N.G.W. Warncke, C. Poelma, J. Westerweel, Bias errors in PIV : the pixel locking effect revisited, in: *15th Int Symp Appl. Laser Tech. to Fluid Mech.*, 2010: pp. 1–10.
- [120] B. V. Kumar, L. Hassebrook, Performance measures for correlation filters, *Appl. Opt.* 29 (1990) 2997–3006. doi:10.1364/AO.29.002997.

- [121] Z. Xue, J.J. Charonko, P.P. Vlachos, Signal-to-noise ratio, error and uncertainty of PIV measurement, *PIV13*. (2013).
- [122] J. Westerweel, F. Scarano, Universal outlier detection for PIV data, *Exp. Fluids*. 39 (2005) 1096–1100. doi:10.1007/s00348-005-0016-6.
- [123] F. Scarano, M.L. Riethmuller, Advances in iterative multigrid PIV image processing, *Exp. Fluids*. 29 (2000) S051–S060.
- [124] J. Muñoz-Cámara, D. Crespí-Llorens, J.P. Solano, P.G. Vicente, Experimental analysis of flow pattern and heat transfer in circular-orifice baffled tubes, *Int. J. Heat Mass Transf.* 147 (2020) 118914. doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118914.
- [125] L. Sirovich, Turbulence and the dynamics of coherent structures Part I: Coherent structures, *Q. Appl. Math.* 45 (1987) 561–571.
- [126] A.W. Fitch, H. Jian, X. Ni, An investigation of the effect of viscosity on mixing in an oscillatory baffled column using digital particle image velocimetry and computational fluid dynamics simulation, *Chem. Eng. J.* 112 (2005) 197–210. doi:10.1016/j.cej.2005.07.013.
- [127] J.P. Meyer, J.A. Olivier, Transitional flow inside enhanced tubes for fully developed and developing flow with different types of inlet disturbances : Part II – heat transfer, *Int. J. Heat Mass Transf.* 54 (2011) 1598–1607. doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.11.026.
- [128] M. Everts, J.P. Meyer, Heat transfer of developing and fully developed flow in smooth horizontal tubes in the transitional flow regime, *Int. J. Heat Mass Transf.* 117 (2018) 1331–1351.
- [129] J.P. Meyer, S.M. Abolarin, Heat transfer and pressure drop in the transitional flow regime for a smooth circular tube with twisted tape inserts and a square-edged inlet, *Int. J. Heat Mass Transf.* 117 (2018) 11–29.
- [130] D. González-Juárez, R. Herrero-Martín, J.P. Solano, Enhanced heat transfer and power dissipation in oscillatory-flow tubes with circular-orifice baffles: a numerical study, *Appl. Therm. Eng.* 141 (2018) 494–502. doi:10.1016/j.applthermaleng.2018.05.115.
- [131] J.R. Couper, W.R. Penney, J.R. Fair, S.M. Walas, *Chemical Process Equipment*, Second, 2005.
- [132] B.S. Petukhov; A. F. Polyakov, Heat Transfer in Laminar Mixed Convection, in: 1st ed., Hemisphere, New York, 1988: pp. 57–89.
- [133] ANSYS Inc., ANSYS FLUENT 15.0 Theory Guide, 2013. doi:10.1016/0140-3664(87)90311-2.
- [134] D.K. Edwards, V.E. Denny, A.F. Mills, *Transfer Processes*, Second, Hemisphere, Washington, DC, 1979.
- [135] E.N. Sieder, G.E. Tate, Heat transfer and pressure drop of liquids in tubes, *Ind. Eng. Chem.* 28 (1936) 1429–1435.
- [136] S.W. Churchill, H.H. Chu, Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a horizontal cylinder, *Int. J. Heat Mass Transf.* 18 (1975) 1049–1053.
- [137] Y. Cengel, *Heat and mass transfer: fundamentals and applications*, Fifth, McGraw-

- Hill, 2014.
- [138] H. Zhao, X. Li, X. Wu, New friction factor and Nusselt number equations for turbulent convection of liquids with variable properties in circular tubes, *Int. J. Heat Mass Transf.* 124 (2018) 454–462. doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.03.082.
- [139] B.S. Petukhov, Heat transfer and friction in turbulent pipe flow with variable physical properties, in: *Adv. Heat Transf.*, Elsevier, 1970: pp. 503–564.
- [140] V. Gnielinski, New Equations for Heat and Mass Transfer in Turbulent Pipe and Channel Flow, *Int. Chem. Eng.* 16 (1976) 359–368.
- [141] S. Mondal, R.W. Field, Theoretical analysis of the viscosity correction factor for heat transfer in pipe flow, *Chem. Eng. Sci.* 187 (2018) 27–32. doi:10.1016/j.ces.2018.04.047.
- [142] N. Coetzee, Heat transfer coefficients of smooth tubes in the turbulent flow regime, University of Pretoria, 2015.
- [143] P.J. Pritchard, J.W. Mitchell, *Introduction to fluid mechanics*, 8th ed., John Wiley & Sons, 2016.