

# **TESIS DOCTORAL**

## **Estudio numérico y experimental del flujo compresible estacionario en uniones de conductos**

**José Pérez García**  
Ingeniero Industrial

Dirigida por:

**Dr. Enrique Sanmiguel Rojas**  
**Dr. Antonio Viedma Robles**

Presentada para la obtención del grado de Doctor en el programa de  
Tecnologías Industriales



Departamento de Ingeniería Térmica y de Fluidos  
UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE CARTAGENA  
Octubre 2006





UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE CARTAGENA

Comisión de Doctorado

**AUTORIZACIÓN DE LA PRESENTACIÓN DE LA TESIS DOCTORAL  
POR EL DIRECTOR/A**

D. ENRIQUE SANMIGUEL ROJAS y D. ANTONIO VIEDMA ROBLES, Profesores Doctores del Área de MECÁNICA DE FLUIDOS en el Departamento de INGENIERÍA TÉRMICA Y DE FLUIDOS.

**A U T O R I Z A N:**

La presentación de la Tesis Doctoral titulada “ESTUDIO NUMÉRICO Y EXPERIMENTAL DEL FLUJO COMPRESIBLE ESTACIONARIO EN UNIONES DE CONDUCTOS”, realizada por D. JOSÉ PÉREZ GARCÍA, bajo nuestra dirección y supervisión, en el Departamento de INGENIERÍA TÉRMICA Y DE FLUIDOS, y que presenta para la obtención del grado de Doctor por la Universidad Politécnica de Cartagena.

En Cartagena, a 13 de OCTUBRE de 2006

LOS DIRECTORES DE TESIS

Fdo.: Enrique Sanmiguel Rojas

Fdo.: Antonio Viedma Robles





UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE CARTAGENA

Comisión de Doctorado

**AUTORIZACIÓN DE LA PRESENTACIÓN DE LA TESIS DOCTORAL**  
**POR EL DEPARTAMENTO RESPONSABLE**

D./D<sup>a</sup>. JOSÉ RAMÓN GARCÍA CASCALES, Director/a del Departamento INGENIERÍA  
TÉRMICA Y DE FLUIDOS

**INFORMA:**

Que la Tesis Doctoral titulada “ESTUDIO NUMÉRICO Y EXPERIMENTAL DEL FLUJO COMPRESIBLE ESTACIONARIO EN UNIONES DE CONDUCTOS”, ha sido realizada por D. JOSÉ PÉREZ GARCÍA, bajo la dirección y supervisión de D. ENRIQUE SANMIGUEL ROJAS y D. ANTONIO VIEDMA ROBLES y que el Departamento ha dado su conformidad para que sea presentada ante la Comisión de Doctorado.

En Cartagena, a 13 de OCTUBRE de 2006

EL DIRECTOR DEL DEPARTAMENTO

Fdo.: José Ramón García Cascales



*“Si una persona es perseverante, aunque sea dura de entendimiento, se hará inteligente;  
y aunque sea débil se transformará en fuerte”*

Leonardo Da Vinci



A Mari Carmen, Víctor y Álvaro.  
A mis padres.



# Agradecimientos

A mi director de Tesis Dr. Antonio Viedma Robles por su apoyo incondicional y sus consejos y decisiones durante estos largos años, que han sido claves para poder concluir este trabajo.

A mi director de Tesis Dr. Enrique Sanmiguel Rojas porque sin su ayuda, apoyo constante, talento y amistad, esta Tesis con toda seguridad hoy no estaría terminada.

A mi amigo y compañero José Hernández Grau, por que su ayuda, conocimientos e información científica transmitida han sido fundamentales para centrar mi interés y esfuerzo sobre este tema. Espero que pronto se mentalice para realizar la dura tarea que aún le queda pendiente.

A Ignacio Murcia, Roberto Talón, Antonio Cano, Antonio Luna y Raúl Sánchez mis ex-alumnos y amigos, que con sus proyectos final de carrera han colaborado en la realización de esta Tesis.

A Alberto García y Pedro G. Vicente, por su ayuda material e inmaterial ofrecida en todo momento y de forma altruista.

A Loli Ruiz, amiga y compañera que nunca te dice no, y que tiene una empatía fuera de lo normal.

A Julio Parra, Jorge Moreno y Paco Solano, oficiales de Laboratorio que han mantenido el banco de flujo siempre a punto.

A todos los compañeros del Área, por el apoyo demostrado durante estos años.

A Juan Albaladejo del taller mecánico de prototipos y Luis Pedro del SAIT, por su paciencia y buenos consejos para la fabricación de las piezas y componentes de los montajes experimentales y por su ayuda con el software de simulación, respectivamente.

A Pepe Bernal de la empresa Navantia, por la ayuda prestada para la utilización de los equipos de endoscopia y calibración de instrumentación.

A Lorenzo, mi mejor amigo, porque si me ha consentido este abandono temporal, es porque me entiende y todavía le gusta hacer planes conmigo.

A mis hermanas, mis padres y resto de familia por entenderme y sufrirme.

A Mari Carmen por darme todo el tiempo y la comprensión que he necesitado.

A Álvaro y Víctor, mis hijos, mi verdadera motivación y por los que esta Tesis y el esfuerzo que ha supuesto tienen sentido.



# Estudio numérico y experimental del flujo compresible estacionario en uniones de conductos

José Pérez García

---

## Resumen

La presente Tesis Doctoral es un estudio numérico y experimental sobre el flujo compresible en uniones de conductos. El estudio realizado tiene un interés práctico en ingeniería y también una componente de investigación básica y ha consistido en el desarrollo y validación de una metodología global que permita aportar conocimiento sobre el comportamiento y la estructura interna del flujo compresible en uniones de conductos.

La metodología desarrollada consiste en aplicar el modelo de flujo unidimensional, compresible y adiabático, para obtener en primer lugar el coeficiente de fricción del flujo totalmente desarrollado, a partir de los resultados obtenidos mediante simulación numérica con el código comercial de propósito general Fluent. A continuación, se utiliza este mismo modelo y el coeficiente de fricción calculado, para descontar las pérdidas debidas a la fricción viscosa en cada una de las ramas de la unión. A las magnitudes fluidas en la unión, una vez descontadas estas pérdidas, se les denomina "magnitudes extrapoladas", de tal manera que el "salto" de propiedades extrapoladas en la intersección geométrica, permite determinar las pérdidas debidas exclusivamente a la unión. A partir del "salto" de propiedades calculado se define un coeficiente adimensional que caracteriza el flujo, y que depende del número de Mach extrapolado en la rama común y de la relación de gastos máxicos entre ramas.

La metodología de simulación numérica, así como, la instalación y el procedimiento experimental han sido validados mediante la comparación de los resultados obtenidos para el coeficiente de pérdidas de presión de remanso de Miller (1984), con los datos experimentales de Abou-Haidar y Dixon (1992,1994) para uniones tipo "T" a 90°. En general, se observa un aceptable grado de coincidencia, si bien, existe cierta irregularidad y dispersión de datos en algunas configuraciones de flujo estudiadas. Esto dificulta la obtención de correlaciones para ser utilizadas como condición de contorno en los códigos de simulación global 1D de análisis y diseño de sistemas de transporte de fluidos.

Uno de los factores que influyen en la irregularidad y dispersión de datos observada es que el coeficiente de pérdidas de Miller amplifica la incertidumbre de las medidas. Por este motivo, se ha realizado un análisis de propagación de errores detallado y se ha concluido que la única magnitud cuyo error de medida es amplificado es la presión estática. A partir de este estudio se ha obtenido de forma analítica una nueva expresión para el coeficiente de pérdidas, denominado "coeficiente de enlace", que no amplifica los errores de partida y presenta además otras ventajas importantes, como su mayor sensibilidad al número de Mach y la dependencia lineal con éste en escala logarítmica.

Una vez validada la metodología desarrollada y definido el nuevo coeficiente de enlace, se ha llevado a cabo la caracterización experimental y numérica del flujo compresible estacionario en una unión direccional a  $30^\circ$  de geometría más compleja, de la que no se dispone de información en flujo compresible. Los resultados numéricos obtenidos permiten analizar en profundidad las características y estructura interna del flujo, ya que se dispone de una información muy completa sobre cualquier magnitud fluida. Se puede así, identificar el origen de las pérdidas para cada tipo de flujo, evaluar el tamaño de las regiones de recirculación y flujo separado, o determinar la longitud necesaria para que el flujo se desarrolle plenamente aguas abajo de la unión.

La presente Tesis Doctoral proporciona también resultados de interés práctico, ya que se han obtenido correlaciones parciales y globales fiables del coeficiente de enlace en función del número de Mach extrapolado en la rama común y de la relación de gastos máxicos entre ramas, para los dos tipos de uniones estudiadas. Estas correlaciones responden a ecuaciones matemáticas sencillas, por lo que proporcionan una condición de contorno muy compacta y fácil de implementar en los códigos de simulación global 1D.

# Numerical and experimental investigation on steady compressible flow at junctions

José Pérez García

---

## Abstract

The present Thesis is a detailed numerical and experimental study on compressible flow at junctions. The accomplished study has a practical interest in engineering and also an important component of basic investigation and it has consisted in developing and validating a global methodology, that allows to obtain knowledge about compressible flow behaviour and its internal structure at junctions

The developed methodology consists in applying the one-dimensional adiabatic, compressible fluid flow model to obtain the friction coefficient in fully-developed flow, departing from numerical results obtained by the general purpose commercial software Fluent. Later, this model and the obtained loss coefficient are used to subtract the friction losses in each branch of the junction. The fluid properties at the junction, once the frictional losses have been discounted, are denominated "extrapolated properties", so, the "jump" of the extrapolated properties at the geometric intersection allows to determine the additional losses due to the junction. Departing from the "jump" of extrapolated fluid properties a non-dimensional coefficient is defined to characterize the flow, which depends on the extrapolated Mach number in common branch and with the mass flow rate ratio between branches.

The numerical simulation methodology, as well as, the facility and the experimental procedure, have been validated comparing the obtained numerical and experimental results for the total pressure loss coefficient defined by Miller (1984), with the experimental data from Abou-Haidar and Dixon (1992, 1994) for 90 degree "T" type junctions. In general, a good agreement is achieved, although in some flow types the data exhibits a certain irregularity and dispersion. This fact makes it difficult to obtain correlations to be used as boundary conditions in 1D global simulation codes to assisting the analysis and design process of fluid transport systems.

One of the aspects that has influence in the irregularity and dispersion data observed is that Miller's loss coefficient definition amplifies the uncertainty of measurements. For this reason, a detailed error propagation analysis has been accomplished, and it has been concluded that the only one fluid property, which measurement error is amplified, was the static absolute pressure. Departing from this study, a new expression of the loss coefficient, named "linking coefficient" has been obtained analytically. This new coefficient definition proposed does not amplify the error, and exhibits other interesting advantages, such as, a higher sensitivity to extrapolated Mach number in common branch and a lineal tendency in logarithmic scale.

Once the developed methodology has been validated and the linking coefficient defined, the experimental and numerical characterization of the steady compressible flow at a 30 degree directional junction of more complex geometry have been carried out. The numerical results obtained allow to analyze thoroughly the characteristics and internal structure of fluid flow, since a complete information about any fluid property is available. So, it is possible to identify the origin of flow losses in each flow type, to evaluate the size of the recirculation and separate flow zones, or to determine the required length to obtain fully-developed flow downstream of the junction.

The present Thesis also provides practical results, since reliable partial and global correlations of the linking coefficient have been obtained in terms of the extrapolated Mach number in common branch and of the mass flow rate ratio between branches, in both junctions studied. These correlations have simple mathematical expressions, which provide robust and easy to implement, in 1D global simulation codes, at boundary conditions.

# Índice General

Índice de figuras .....	i.5
Índice de tablas .....	i.15
Lista de símbolos .....	i.17

## 1. Estado actual de las investigaciones sobre el tema y objetivos del estudio

1.1	Introducción. Interés de la investigación .....	2
1.2	Origen del estudio .....	3
1.3	Estado actual de las investigaciones sobre el tema .....	4
1.3.1	Uniones de geometría simple .....	5
1.3.1.1	Caracterización experimental .....	5
1.3.1.2	Ecuaciones analíticas .....	8
1.3.1.3	Simulación numérica .....	10
1.3.1.4	Visualización del flujo .....	12
1.3.2	Uniones de geometría compleja. Uniones direccionales .....	13
1.3.3	Conclusión .....	18
1.4	Objetivos de la Tesis .....	19

## 2. Características geométricas y técnicas de modelado de las uniones de conductos

2.1	Definición geométrica de las uniones de conductos .....	22
2.1.1	Tipos de flujo .....	23
2.1.2	Tipos de uniones direccionales .....	25
2.2	Modelado de las uniones de conductos .....	27
2.3	Definiciones del coeficiente de pérdidas .....	32
2.3.1	Flujo incompresible .....	33
2.3.2	Flujo compresible .....	34

## 3. Modelo matemático del flujo compresible estacionario en uniones de conductos

3.1	Modelo matemático del flujo en uniones de conductos .....	38
3.2	Modelo numérico .....	41
3.2.1	Modelo $k - \omega$ SST .....	41
3.2.2	Funciones de pared estándar .....	44
3.2.3	Modelado de la rugosidad de la pared .....	45
3.2.4	Condición de contorno pared para la energía cinética turbulenta .....	46
3.2.5	Condición de contorno pared para la tasa de disipación específica de energía cinética turbulenta .....	46

## 4. Instalación y procedimiento experimental

4.1	Descripción del banco de flujo .....	48
4.1.1	Compresor .....	48
4.1.2	Depósitos .....	49
4.1.3	Sistema de tratamiento del aire comprimido .....	49
4.1.4	Red de conductos .....	50
4.2	Montaje para el ensayo de uniones y metodología experimental .....	52
4.2.1	Características geométricas de las uniones ensayadas .....	52
4.2.2	Instrumentación .....	63
4.2.2.1	Medida de la temperatura .....	63
4.2.2.2	Medida de la presión .....	63
4.2.2.3	Medida del gasto másico .....	63
4.2.3	Metodología experimental .....	65
4.3	Procesado de los resultados experimentales .....	67
4.4	Estimación de la incertidumbre en las medidas .....	70
4.4.1	Incertidumbre en la medida del gasto másico .....	71
4.4.2	Incertidumbre en la medida de la presión .....	72
4.4.3	Incertidumbre en la medida de la temperatura .....	73
4.4.4	Propagación de la incertidumbre en las medidas .....	74
4.4.4.1	Propagación de la incertidumbre en la relación de gastos másicos ..	74
4.4.4.2	Propagación de la incertidumbre en el número de Mach .....	75
4.4.4.3	Propagación de la incertidumbre en el coeficiente de pérdidas de Miller .....	76

## 5. Metodología de simulación numérica

5.1	Características geométricas del dominio computacional y metodología de mallado .....	80
5.1.1	Características geométricas del dominio computacional .....	80
5.1.2	Metodología de mallado de la geometría .....	82
5.1.3	Estudio de calidad de las mallas .....	86
5.2	Hipótesis de simulación .....	89
5.2.1	Elección del solver. Esquemas de interpolación y discretización .....	89
5.2.2	Elección del modelo de turbulencia. Implementación en Fluent .....	91
5.2.3	Condiciones de contorno y propiedades físicas del flujo .....	96
5.2.3.1	Condición de contorno "Mass Flow Inlet" .....	96
5.2.3.2	Condición de contorno "Pressure Outlet" .....	98
5.2.3.3	Condición de contorno "Wall" y "Symmetry" .....	99
5.2.3.4	Propiedades fluidas .....	101

5.2.4	Criterio de convergencia .....	101
5.3	Procesado de los resultados numéricos .....	103
5.4	Estimación de la incertidumbre numérica .....	110
5.4.1	Metodología para la estimación de la incertidumbre numérica .....	110
5.4.2	Estimación de la incertidumbre numérica en la unión tipo "T" a 90° .....	113
5.4.3	Estimación de la incertidumbre numérica en la unión direccional .....	117
<b>6.</b>	<b>Estudio de propagación de errores. Propuesta de un nuevo coeficiente</b>	
6.1	Análisis dimensional aplicado a la determinación del coeficiente de pérdidas .....	124
6.1.1	Introducción .....	124
6.1.2	Coeficiente de pérdidas para flujo incompresible .....	125
6.1.3	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible .....	126
6.2	Análisis de propagación de errores en el cálculo del coeficiente de pérdidas de Miller ..	128
6.2.1	Bifurcación de flujos D2 . Coeficiente $K_{31}$ .....	128
6.2.2	Unión de flujos C2 . Coeficiente $K_{13}$ .....	136
6.3	Nuevo coeficiente propuesto .....	138
6.4	Análisis de propagación de errores en el cálculo del nuevo coeficiente .....	142
6.5	Estimación analítica y numérica de la incertidumbre expandida en el cálculo del coeficiente debida a la propagación de errores .....	144
6.6	Estimación de otras fuentes de incertidumbre .....	151
<b>7.</b>	<b>Análisis de resultados</b>	
7.1	Resultados para la unión tipo "T" a 90° .....	156
7.1.1	Características del flujo en uniones .....	156
7.1.2	Validación de la metodología mediante el coeficiente definido por Miller .....	157
7.1.2.1	Comparación de resultados en flujo incompresible .....	158
7.1.2.2	Comparación de resultados en flujo compresible .....	162
7.1.3	Correlaciones parciales para el nuevo coeficiente .....	185
7.1.3.1	Unión de flujos C2 .....	186
7.1.3.2	Unión de flujos C1 .....	189
7.1.3.3	Bifurcación de flujos D2 .....	190
7.1.3.4	Bifurcación de flujos D1 .....	192
7.1.4	Correlaciones globales para el nuevo coeficiente .....	195
7.2	Resultados para la unión direccional a 30° .....	205
7.2.1	Características del flujo en uniones direccionales .....	205

7.2.2	Validación de la metodología y comparación de resultados .....	206
7.2.2.1	Comparación de resultados en flujo incompresible .....	206
7.2.2.2	Comparación de resultados en flujo compresible .....	210
7.2.3	Correlaciones parciales para el nuevo coeficiente .....	215
7.2.3.1	Unión de flujos C3 .....	215
7.2.3.2	Bifurcación de flujos D3 .....	217
7.2.4	Correlaciones globales para el nuevo coeficiente .....	219
7.2.4.1	Unión de flujos .....	219
7.2.4.2	Bifurcación de flujos .....	222
7.3	Estructura interna del flujo .....	224
7.3.1	Unión tipo "T" a 90° .....	224
7.3.2	Unión direccional a 30° .....	231
 <b>8. Conclusiones y continuidad de la investigación</b>		
8.1	Conclusiones y aportaciones de la Tesis .....	242
8.1.1	Instalación y procedimiento experimental .....	243
8.1.2	Metodología de simulación numérica .....	244
8.1.3	Procesado de resultados experimentales y numéricos .....	246
8.1.4	Definición del nuevo coeficiente .....	247
8.1.5	Validación de la metodología. Comparación de resultados .....	250
8.1.5.1	Comparación de resultados. Unión tipo "T" a 90° .....	250
8.1.5.2	Comparación de resultados. Unión direccional a 30° .....	251
8.1.6	Estructura interna del flujo .....	252
8.1.7	Correlaciones parciales y globales del nuevo coeficiente .....	253
8.2	Continuidad de la investigación .....	255
 <b>Anexos</b>		
Anexo A.	Ecuaciones del flujo compresible estacionario adiabático 1D .....	257
Anexo B.	Medida de la rugosidad de las uniones ensayadas .....	267
Anexo C.	Estimación de la incertidumbre en las medidas experimentales .....	273
Anexo D.	Influencia sobre los resultados de algunas de las hipótesis de simulación .	279
Anexo E.	Promediado de magnitudes fluidas e influencia de la temperatura de remanso .....	291
 <b>Bibliografía</b>		
		297

# Índice de figuras

2.1	Definición de las características geométricas de las uniones de conductos .....	22
2.2	Características geométricas del pulso-convertidor simétrico tipo Sulzer .....	25
2.3	Características geométricas del pulso-convertidor asimétrico, compacto o modular tipo Birmann .....	25
2.4	Tipos básicos de uniones direccionales. a) Pulso-convertidor simétrico tipo Sulzer b) Pulso-convertidor asimétrico, compacto o modular tipo Birmann .....	26
2.5	Procedimiento para descontar las pérdidas por fricción. Variación de la presión de remanso en las proximidades de la unión .....	32
4.1	Vista general del banco de flujo desarrollado .....	48
4.2	Esquema general del banco de flujo .....	51
4.3	Dimensiones geométricas de la unión tipo "T" a 90° ensayada .....	52
4.4	Dimensiones geométricas de la unión direccional ensayada, tipo "pulsoconvertidor" a 30° .....	53
4.5	Unión tipo "T" a 90°. Fotografías internas realizadas mediante endoscopio de la empresa IZAR (actualmente NAVANTIA) .....	54
4.6	Unión direccional tipo pulsoconvertidor modular a 30°. Fotografías internas realizadas mediante endoscopio de la empresa NAVANTIA .....	54
4.7	Montaje experimental para ensayo en la unión tipo "T" a 90° .....	56
4.8	Detalle de la sección de medida .....	56
4.9	Fotografías de la unión ensayada tipo "T" a 90° .....	57
4.10	Montaje experimental para el ensayo de la configuración de unión de flujos C2 .....	58
4.11	Montaje experimental para el ensayo de la unión direccional. Unión de flujos C3 .....	59
4.12	Montaje experimental para ensayo de la unión direccional. Bifurcación de flujos D3 .....	60
4.13	Fotografías de la unión direccional ensayada tipo pulsoconvertidor modular a 30° .....	60
4.14	Detalle del montaje experimental para el ensayo de la unión direccional tipo pulsoconvertidor a 30°. Unión de flujos tipo C3 .....	61
4.15	Detalle del montaje experimental para el ensayo de la unión direccional tipo pulsoconvertidor a 30°. Bifurcación de flujos tipo D3 .....	62
4.16	Montaje para ensayo de uniones e instrumentación utilizada .....	64
4.17	Configuraciones ensayadas para la unión tipo "T" a 90° .....	65
4.18	Configuraciones ensayadas para la unión direccional .....	65
5.1	Dominio computacional para la unión tipo "T" a 90° .....	81
5.2	Dominio computacional para la unión direccional tipo pulsoconvertidor. a) Geometría para el cálculo de la incertidumbre numérica. b) Geometría para simulaciones numéricas en los flujos tipo C3 y D3 .....	82
5.3	Detalle del mallado en la zona de la intersección. Unión tipo "T" a 90° .....	84
5.4	Detalle del mallado en el plano de simetría y de la sección transversal. Unión tipo "T" a 90° .....	85
5.5	Detalles del mallado en la zona de la intersección. Unión direccional tipo pulsoconvertidor a 30° .....	86
5.6	Detalle del mallado en el plano de simetría y de la sección transversal. Unión direccional tipo pulsoconvertidor a 30° .....	86
5.7	Estudio de calidad de la malla. Unión tipo "T" a 90° .....	88

5.8	Estudio de calidad de la malla. Unión direccional tipo pulsoconvertidor .....	88
5.9	Estudio de calidad de la malla. Unión direccional tipo pulsoconvertidor. Detalle del volumen no estructurado .....	88
5.10	Comparación del "solver" segregado y acoplado. Unión de flujos C2 , q = 0.5 .....	90
5.11	Comparación entre diferentes modelos de turbulencia. Unión de flujos C2 , q = 0.5 .	93
5.12	Comparación entre diferentes modelos de turbulencia. Bifurcación de flujos D2 , q = 0.5 .....	94
5.13	Opciones seleccionadas para el modelo viscoso .....	95
5.14	Datos de entrada para la condición de contorno "Mass Flow Inlet" .....	97
5.15	Datos de entrada para la condición de contorno "Pressure Outlet" .....	98
5.16	Datos de entrada para la condición de contorno "Wall". Condiciones térmicas.....	100
5.17	Datos de entrada para la condición de contorno "Wall". Esfuerzo cortante en la pared.	100
5.18	Evolución del factor de fricción en la rama de entrada a) y en la rama de salida (rama común) b). Unión de flujos C2 , q = 0.5 , G <sub>3</sub> = 0.2 kg/s, L = 50D .....	105
5.19	Evolución del factor de fricción en la rama de entrada (rama común) a) y en la rama de salida. Bifurcación de flujos D2 , q = 0.5 , G <sub>3</sub> = 0.08 kg/s, L = 100D .....	106
5.20	Evolución del número de Mach extrapolado en la rama de entrada a) y en la rama de salida (rama común) b). Unión de flujos C2 , q = 0.5 , G <sub>3</sub> = 0.2 kg/s, L = 50D .....	108
5.21	Evolución del número de Mach extrapolado en la rama de entrada (rama común) a) y en la rama de salida b). Bifurcación de flujos D2 , q = 0.5 , G <sub>3</sub> = 0.08 kg/s, L = 100D .....	109
5.22	Sección transversal de las tres mallas simuladas para la unión tipo "T" a 90° .....	114
5.23	Comparación de la incertidumbre numérica en el número de Mach en la rama común de salida, para diferentes gastos máxicos entre 0.016 y 0.1 kg/s. Unión de flujos C2 , q=0.5 .....	116
5.24	Sección transversal de las cuatro mallas simuladas para la unión direccional .....	117
5.25	Comparación de la incertidumbre numérica, en el número de Mach en la rama lateral, para diferentes gastos máxicos entre 0.024 y 0.64 kg/s. Mallas "1", "2" y "3". Unión de flujos C3 , q = 0.5 .....	120
5.26	Comparación de la incertidumbre numérica, en el número de Mach en la rama lateral, para diferentes gastos máxicos entre 0.024 y 0.64 kg/s. Mallas "2", "3" y "4". Unión de flujos C3 , q = 0.5 .....	120
5.27	Variación del número de Mach, en función del parámetro, y <sup>+</sup> , para las cuatro mallas analizadas y diferentes gastos máxicos. Unión de flujos C3 , q = 0.5 .....	121
6.1	Banda de error en el cálculo del coeficiente de pérdidas de Miller. Resultados experimentales. Unión de flujos C2 y q = 0.5 .....	147
6.2	Bandas de error en el cálculo del coeficiente de pérdidas definido por Miller. Resultados experimentales. Influencia del error en la medida de la presión estática. Unión de flujos C2 y q = 0.5 .....	148
6.3	Banda de error en el cálculo del nuevo coeficiente propuesto. Resultados experimentales. Unión de flujos C2 y q = 0.5 .....	149
6.4	Banda de error en el cálculo del coeficiente de pérdidas definido por Miller. Resultados experimentales. Bifurcación de flujos D2 y q = 0.5 .....	149
6.5	Bandas de error en el cálculo del coeficiente de pérdidas definido por Miller. Resultados experimentales. Influencia del error en la medida de la presión estática. Bifurcación de flujos D2 y q = 0.5 .....	150
6.6	Banda de error en el cálculo del nuevo coeficiente propuesto. Resultados experimentales. Bifurcación de flujos D2 y q = 0.5 .....	150

6.7	Intervalo de incertidumbre total en la determinación del coeficiente de pérdidas. Influencia del parámetro $L/D$ . Unión de flujos C2 y $q = 0.5$ .....	153
6.8	Intervalo de incertidumbre total en la determinación del coeficiente de pérdidas. Influencia del parámetro $L/D$ . Bifurcación de flujos D2 y $q = 0.5$ .....	153
7.1	Coeficiente de pérdidas $K_{23}$ ( $K_{13}$ en función de $1-q$ ). Comparación entre resultados numéricos, experimentales y datos de referencia. Unión de flujos C2 .....	158
7.2	Coeficiente de pérdidas $K_{13}$ . Comparación entre resultados numéricos, experimentales y datos de referencia. Unión de flujos C1 .....	159
7.3	Coeficiente de pérdidas $K_{23}$ . Comparación entre resultados numéricos, experimentales y datos de referencia. Unión de flujos C1 .....	160
7.4	Coeficiente de pérdidas $K_{32}$ ( $K_{31}$ en función de $1-q$ ). Comparación entre resultados numéricos, experimentales y datos de referencia. Bifurcación flujos D2 ....	161
7.5	Coeficiente de pérdidas $K_{31}$ . Comparación entre resultados numéricos, experimentales y datos de referencia. Bifurcación de flujos D1 .....	161
7.6	Coeficiente de pérdidas $K_{32}$ . Comparación entre resultados numéricos, experimentales y datos de referencia. Bifurcación de flujos D1 .....	162
7.7	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{13} = K_{23}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos C2 , $q = 0.5$ .....	164
7.8	Isocontornos de número de Mach, en el plano de simetría. $G_3 = 0.176$ kg/s, $\bar{p}_{salida} = 400$ kPa. Unión de flujos C2 , $q = 0.5$ .....	164
7.9	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{23}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos C2 , $q = 0.25$ .....	166
7.10	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{23}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos C2 , $q = 0.75$ .....	166
7.11	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{23}$ . Comparación entre los datos de referencia de (Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos C2 , $q = 1$ .....	167
7.12	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{23}$ . Comparación entre los datos de referencia de (Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos C2 , $q = 0$ .....	167
7.13	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{13}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos, C1 $q = 0.5$ .....	169
7.14	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{23}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos C1 , $q = 0.5$ .....	169
7.15	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{13}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos C1 , $q = 0.25$ .....	170

7.16	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{23}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos C1, $q = 0.25$ .....	170
7.17	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{13}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos C1, $q = 0.75$ .....	171
7.18	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{23}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos C1, $q = 0.75$ .....	171
7.19	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{13}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos C1, $q = 1$ .....	172
7.20	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{23}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos C1, $q = 1$ .....	172
7.21	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{13}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos C1, $q = 0$ .....	173
7.22	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{23}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos C1, $q = 0$ .....	173
7.23	Isocontornos de número de Mach en el plano de simetría. $G_3 = 0.16$ kg/s, $\bar{p}_{salida} = 400$ kPa. Bifurcación de flujos D2, $q = 0.5$ .....	175
7.24	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{32} = K_{31}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D2, $q = 0.5$ .....	176
7.25	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{32}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D2, $q = 0.25$ .....	177
7.26	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{32}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D2, $q = 0.75$ .....	177
7.27	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{32}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D2, $q = 1$ .....	178
7.28	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{32}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D2, $q = 1$ .....	178
7.29	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{31}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D1, $q = 0.5$ .....	180
7.30	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{32}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D1, $q = 0.5$ .....	180

7.31	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{31}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D1, $q = 0.25$ .....	181
7.32	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{32}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D1, $q = 0.25$ .....	181
7.33	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{31}$ . Comparación entre los datos de referencia de (Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D1, $q = 0.75$ .....	182
7.34	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{32}$ . Comparación entre los datos de referencia de (Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D1, $q = 0.75$ .....	182
7.35	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{31}$ . Comparación entre los datos de referencia de (Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D1, $q = 1$ .....	183
7.36	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{32}$ . Comparación entre los datos de referencia de (Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D1, $q = 1$ .....	183
7.37	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{31}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D1, $q = 0$ .....	184
7.38	Coeficiente de pérdidas para flujo compresible $K_{32}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D1, $q = 0$ .....	184
7.39	Coeficiente $\hat{K}_1$ para diferentes valores de la relación de gastos máxicos entre ramas en función del número de Mach extrapolado en la rama común. Unión de flujos C2 ..	187
7.40	Coeficiente $\hat{K}_2$ para diferentes valores de la relación de gastos máxicos entre ramas en función del número de Mach extrapolado en la rama común. Unión de flujos C2 ..	188
7.41	Coeficiente $\hat{K}_1$ para diferentes valores de la relación de gastos máxicos entre ramas en función del número de Mach extrapolado en la rama común. Unión de flujos C1 ...	189
7.42	Coeficiente $\hat{K}_2$ para diferentes valores de la relación de gastos máxicos entre ramas en función del número de Mach extrapolado en la rama común. Unión de flujos C1 ...	190
7.43	Coeficiente $\hat{K}_1$ para diferentes valores de la relación de gastos máxicos entre ramas en función del número de Mach extrapolado en la rama común. Bifurcación de flujos D2 .....	191
7.44	Coeficiente $\hat{K}_2$ para diferentes valores de la relación de gastos máxicos entre ramas en función del número de Mach extrapolado en la rama común. Bifurcación de flujos D2 .....	192
7.45	Coeficiente $\hat{K}_1$ para diferentes valores de la relación de gastos máxicos entre ramas en función del número de Mach extrapolado en la rama común. Bifurcación flujos D1.	193

7.46	Coeficiente $\hat{K}_2$ para diferentes valores de la relación de gastos másicos entre ramas en función del número de Mach extrapolado en la rama común. Bifurcación flujos D1.	194
7.47	Representación tridimensional del coeficiente $\hat{K}_1$ . Series de datos en escala triple-logarítmica. Resultados numéricos. Unión de flujos C2	197
7.48	Plano de regresión y datos del coeficiente $\hat{K}_1$ en escala triple-logarítmica. Resultados numéricos. Unión de flujos C2	198
7.49	Superficie de regresión y datos del coeficiente $\hat{K}_1$ en función de la relación de gastos másicos y del número de Mach extrapolado en la rama común. Resultados numéricos. Escala lineal. Unión de flujos C2	198
7.50	Plano de regresión y datos del coeficiente $\hat{K}_2$ en escala triple-logarítmica. Resultados numéricos. Unión de flujos C2	199
7.51	Plano de regresión y datos del coeficiente $\hat{K}_1$ en escala triple-logarítmica. Resultados numéricos. Unión de flujos C1	200
7.52	Plano de regresión del coeficiente $\hat{K}_2$ en escala triple-logarítmica. Resultados numéricos. Unión de flujos C1	200
7.53	Plano de regresión y datos del coeficiente $\hat{K}_1$ en escala triple-logarítmica. Resultados numéricos. Bifurcación de flujos D2	201
7.54	Plano de regresión y datos del coeficiente $\hat{K}_2$ en escala triple-logarítmica. Resultados numéricos. Bifurcación de flujos D2	202
7.55	Plano de regresión y datos del coeficiente $\hat{K}_1$ en escala triple-logarítmica. Resultados numéricos. Bifurcación de flujos D1	202
7.56	Plano de regresión y datos del coeficiente $\hat{K}_2$ en escala triple-logarítmica. Resultados numéricos. Bifurcación de flujos D1	203
7.57	Diagrama de bloques para elección del coeficiente de enlace, según el tipo de flujo. Unión tipo "T" a 90°	204
7.58	Comparación del coeficiente de pérdidas de presión total con la correlación de $K_{13}$ propuesta por Basset <i>et al.</i> para flujo incompresible. Unión de flujos C3	208
7.59	Comparación del coeficiente de pérdidas de presión total con la correlación de $K_{23}$ propuesta por Basset <i>et al.</i> para flujo incompresible. Unión de flujos C3	208
7.60	Comparación del coeficiente de pérdidas de presión total con la correlación de $K_{31}$ propuesta por Basset <i>et al.</i> para flujo incompresible. Bifurcación de flujos D3	209
7.61	Comparación del coeficiente de pérdidas de presión total con la correlación de $K_{32}$ propuesta por Basset <i>et al.</i> para flujo incompresible. Bifurcación de flujos D3	210
7.62	Comparación del coeficiente de pérdidas de Miller $K_{13}$ experimental y numérico, para flujo compresible y diferentes relaciones de gastos másicos. Unión de flujos C3	211
7.63	Comparación del coeficiente de pérdidas de Miller $K_{23}$ experimental y numérico, para flujo compresible y diferentes relaciones de gastos másicos. Unión de flujos C3	212
7.64	Comparación del coeficiente de pérdidas de Miller $K_{31}$ experimental y numérico, para flujo compresible y diferentes relaciones de gastos másicos. Bifurcación de flujos D3	213

7.65	Comparación del coeficiente de pérdidas de Miller $K_{32}$ experimental y numérico, para flujo compresible y diferentes relaciones de gastos másicos. Bifurcación de flujos D3 .	214
7.66	Coeficiente $\hat{K}_1$ para diferentes valores de la relación de gastos másicos. Resultados numéricos. Unión de flujos C3 .....	215
7.67	Coeficiente $\hat{K}_2$ para diferentes valores de la relación de gastos másicos. Resultados numéricos. Unión de flujos C3 .....	216
7.68	Coeficiente $\hat{K}_1$ para diferentes valores de la relación de gastos másicos. Resultados numéricos. Bifurcación de flujos D3 .....	217
7.69	Coeficiente $\hat{K}_2$ para diferentes valores de la relación de gastos másicos. Resultados numéricos. Bifurcación de flujos D3 .....	218
7.70	Plano de regresión y datos del coeficiente $\hat{K}_1$ en escala triple-logarítmica. Resultados numéricos para la unión direccional. Unión de flujos C3 .....	220
7.71	Superficie de regresión y datos del coeficiente $\hat{K}_1$ en escala lineal. Resultados numéricos para la unión direccional. Unión de flujos C3 .....	220
7.72	Plano de regresión y datos del coeficiente $\hat{K}_2$ en escala triple-logarítmica. Resultados numéricos para la unión direccional. Unión de flujos C3 .....	221
7.73	Plano de regresión y datos del coeficiente $\hat{K}_1$ en escala triple-logarítmica. Resultados numéricos para la unión direccional. Bifurcación de flujos D3 .....	222
7.74	Plano de regresión y datos del coeficiente $\hat{K}_2$ en escala triple-logarítmica. Resultados numéricos para la unión direccional. Bifurcación de flujos D3 .....	223
7.75	Diagrama de bloques para elección del coeficiente de enlace, según el tipo de flujo. Unión direccional a 30° .....	223
7.76	Isocontornos de: a) presión de remanso, b) número de Mach y c) energía cinética turbulenta para el flujo tipo C2 , $q = 0.5$ y $G_3 = 0.088$ kg/s .....	225
7.77	Isocontornos del número de Mach en la sección transversal de la rama común de salida a diferentes distancias de la unión, para el flujo tipo C2 , $q = 0.5$ y $G_3 = 0.088$ kg/s .....	226
7.78	Isocontornos de: a) presión de remanso, b) número de Mach y c) energía cinética turbulenta para el flujo tipo C1 , $q = 0.5$ y $G_3 = 0.144$ kg/s .....	228
7.79	Isocontornos de: a) presión de remanso, b) número de Mach y c) energía cinética turbulenta para el flujo tipo D2 , $q = 0.5$ y $G_3 = 0.176$ kg/s .....	229
7.80	Isocontornos del número de Mach en la sección transversal de la rama común de salida a diferentes distancias de la unión, para el flujo tipo D2 , $q = 0.5$ y $G_3 = 0.176$ kg/s .....	230
7.81	Isocontornos de: a) presión de remanso, b) número de Mach y c) energía cinética turbulenta para el flujo tipo D1 , $q = 0.5$ y $G_3 = 0.128$ kg/s .....	232
7.82	Isocontornos del número de Mach en la sección transversal de la rama común de salida de la unión direccional a diferentes distancias de la unión, para el flujo tipo C3 , $q = 0.5$ y $G_3 = 0.096$ kg/s .....	233

7.83	Isocontornos del número de Mach en la sección transversal de la rama lateral de salida de la unión direccional a diferentes distancias de la unión. Flujo tipo D3, $q = 1$ y $G_3 = 0.096$ kg/s .....	234
7.84	Isocontornos de número de Mach para el flujo tipo D3, $q = 0.75$ y diferentes gastos másicos: a) $G_3 = 0.064$ kg/s, b) $G_3 = 0.08$ kg/s y c) $G_3 = 0.1$ kg/s .....	236
7.85	Isocontornos de energía cinética turbulenta para la unión direccional. Flujo tipo C3 y diferentes relaciones de gastos másicos entre ramas .....	237
7.86	Isocontornos de energía cinética turbulenta para la unión direccional. Flujo tipo D3 y diferentes relaciones de gastos másicos entre ramas .....	238
A.1	Volumen de control para el planteamiento integral .....	257
A.2	Volumen de control para el planteamiento diferencial .....	258
A.3	Línea de Fanno .....	265
B.1	Medida de la rugosidad superficial mediante palpador .....	268
B.2	Software de configuración y medida del rugosímetro .....	269
B.3	Perfil interno del conducto. Unión tipo "T" a 90°. Escala V 0,5 $\mu\text{m}/\text{div}$ , escala H 50 $\mu\text{m}/\text{div}$ .....	270
B.4	Perfil interno del conducto de la rama principal de la unión direccional. Escala V 2 $\mu\text{m}/\text{div}$ , escala H 50 $\mu\text{m}/\text{div}$ .....	270
B.5	Perfil interno del conducto de la rama lateral de la unión direccional. Escala V 2 $\mu\text{m}/\text{div}$ , escala H 50 $\mu\text{m}/\text{div}$ .....	271
D.1	Influencia de la longitud de las ramas en el cálculo del coeficiente de pérdidas. Comparación entre datos de Abou-Haidar y Dixon, resultados experimentales y numéricos para diferentes longitudes. Unión de flujos C2, $q = 0.5$ .....	280
D.2	Influencia de la longitud de las ramas en el cálculo del coeficiente de pérdidas. Comparación entre datos de Abou-Haidar y Dixon, resultados experimentales y numéricos para diferentes longitudes. Bifurcación de flujos D2, $q = 0.5$ .....	281
D.3	Influencia de la longitud de las ramas en el cálculo del nuevo coeficiente propuesto. Comparación entre los resultados numéricos obtenidos para $L = 50D$ y $L = 100D$ . Unión de flujos C2, $q = 0.5$ .....	281
D.4	Influencia de la longitud de las ramas en el cálculo del nuevo coeficiente propuesto. Comparación entre los resultados numéricos obtenidos para $L = 50D$ y $L = 100D$ . Bifurcación de flujos D2, $q = 0.5$ .....	282
D.5	Influencia de la presión en el cálculo del coeficiente de pérdidas. Comparación entre datos de Abou-Haidar y Dixon, resultados experimentales y numéricos para diferentes presiones. Unión de flujos C2, $q = 0.5$ .....	283
D.6	Influencia de la presión en el cálculo del nuevo coeficiente propuesto. Comparación entre los resultados numéricos obtenidos para los valores de presión estática $p = 400$ kPa y $p = 800$ kPa como condición de contorno en la rama común de salida. Unión de flujos C2, $q = 0.5$ .....	284
D.7	Influencia del coeficiente de calor específico a presión constante en el cálculo del coeficiente de pérdidas. Comparación entre datos de Abou-Haidar y Dixon, resultados experimentales y numéricos considerando el calor específico constante y variable. Unión de flujos D2, $q = 1$ .....	286
D.8	Influencia del calor específico a presión constante en el cálculo del nuevo coeficiente propuesto. Comparación entre los resultados numéricos obtenidos considerando el calor específico constante y variable. Bifurcación de flujos D2, $q = 1$ .....	286
D.9	Evolución de la Temperatura estática a lo largo de las ramas de la unión .....	287

D.10	Evolución de la temperatura de remanso a lo largo de las ramas de la unión .....	288
D.11	Influencia de la temperatura de remanso en el cálculo del coeficiente de Miller. Comparación entre los resultados numéricos para diferentes valores de la temperatura de remanso. Bifurcación de flujos D2 , $q = 0.5$ .....	290
D.12	Influencia de la temperatura de remanso en el cálculo del nuevo coeficiente propuesto. Comparación entre los resultados numéricos obtenidos considerando distintos valores de $T_0$ . Bifurcación de flujos D2 , $q = 0.5$ .....	290
E.1	Influencia del tipo de promediado en el coeficiente de pérdidas de Miller. Unión de flujos C2 , $q = 0.5$ .....	293
E.2	Influencia del tipo de promediado en el coeficiente de pérdidas de Miller. Bifurcación de flujos D2 , $q = 0.5$ .....	293
E.3	Influencia del tipo de promediado en el nuevo coeficiente propuesto. Unión de flujos C2 , $q = 0.5$ .....	294
E.4	Influencia del tipo de promediado en el nuevo coeficiente propuesto. Bifurcación de flujos D2 , $q = 0.5$ .....	294
E.5	Influencia de la temperatura de remanso en el cálculo del coeficiente de pérdidas de Miller. Comparación entre datos de Abou-Haidar y Dixon, resultados experimentales y numéricos para diferentes presiones. Unión de flujos C2 , $q = 0.5$ .....	295
E.6	Influencia de la temperatura de remanso en el cálculo del coeficiente de pérdidas. Comparación entre datos de Abou-Haidar y Dixon, resultados experimentales y resultados numéricos para diferentes presiones. Bifurcación de flujos D2 , $q = 0.5$ ...	296
E.7	Influencia de la temperatura de remanso en el cálculo del nuevo coeficiente propuesto. Comparación entre los resultados numéricos obtenidos considerando $T_0$ constante y variable. Unión de flujos C2 , $q = 0.5$ .....	296
E.8	Influencia de la temperatura de remanso en el cálculo del nuevo coeficiente propuesto. Comparación entre los resultados numéricos obtenidos considerando $T_0$ constante y variable. Bifurcación de flujos D2 , $q = 0.5$ .....	297



# Índice de Tablas

2.1	Tipos de flujo y denominación de coeficientes de pérdidas en uniones de tres conductos. Aplicación a uniones tipo "T" a 90° .....	24
4.1	Características técnicas del compresor .....	49
4.2	Características del secador frigorífico .....	50
4.3	Características de los medidores de gasto basados en el efecto Coriolis .....	71
4.4	Características técnicas de los medidores de presión estática absoluta .....	72
4.5	Características de los medidores de presión diferencial SMAR LD301 .....	73
4.6	Tabla resumen del cálculo de incertidumbres .....	74
5.1	Características generales de las mallas estudiadas .....	83
5.2	Parámetros de inicialización del modelo de turbulencia seleccionado .....	95
5.3	Propiedades físicas del fluido .....	101
5.4	Características geométricas de las mallas analizadas para la unión tipo "T" a 90°. Dominio computacional reducido mediante doble plano de simetría .....	114
5.5	Cálculo de la incertidumbre numérica. Uniones tipo "T" a 90°. $G_3 = 0.128$ kg/s .....	115
5.6	Cálculo de la incertidumbre numérica en uniones tipo "T" a 90° .....	116
5.7	Características geométricas de las mallas para la unión direccional analizadas. Dominio computacional con codo .....	118
5.8	Cálculo de la incertidumbre numérica en uniones direccionales tipo pulsoconvertidor .....	119
5.9	Cálculo de la incertidumbre numérica en la unión direccional .....	119
6.1	Hipótesis de distribución de errores estudiadas .....	144
6.2	Datos experimentales del punto analizado. Unión de flujos C2 y $q = 0.5$ .....	145
6.3	Datos experimentales del punto analizado. Bifurcación de flujos D2 y $q = 0.5$ ...	145
6.4	Propagación de errores en el cálculo de los coeficientes. Unión de flujos C2 y $q = 0.5$ .....	146
6.5	Propagación de errores en el cálculo de los coeficientes. Bifurcación de flujos D2 y $q = 0.5$ .....	147
7.1	Correlaciones parciales obtenidas a partir de resultados numéricos para el coeficiente $\hat{K}_1$ . Unión de flujos C2 .....	187
7.2	Correlaciones parciales obtenidas a partir de resultados numéricos para el coeficiente $\hat{K}_2$ . Unión de flujos C2 .....	188
7.3	Correlaciones parciales obtenidas a partir de resultados numéricos para el coeficiente $\hat{K}_1$ . Unión de flujos C1 .....	189
7.4	Correlaciones parciales obtenidas a partir de resultados numéricos para el coeficiente $\hat{K}_2$ . Unión de flujos C1 .....	190
7.5	Correlaciones parciales obtenidas a partir de resultados numéricos para el coeficiente $\hat{K}_1$ . Bifurcación de flujos D2 .....	191

7.6	Correlaciones parciales obtenidas a partir de resultados numéricos para el coeficiente $\hat{K}_2$ . Bifurcación de flujos D2 .....	192
7.7	Correlaciones parciales obtenidas a partir de resultados numéricos para el coeficiente $\hat{K}_1$ . Bifurcación de flujos D1 .....	193
7.8	Correlaciones parciales obtenidas a partir de resultados numéricos para el coeficiente $\hat{K}_2$ . Bifurcación de flujos D1 .....	194
7.9	Correlaciones globales obtenidas a partir de los resultados numéricos. Unión de flujos C2 .....	199
7.10	Correlaciones globales obtenidas a partir de los resultados numéricos. Unión de flujos C1 .....	201
7.11	Correlaciones globales obtenidas a partir de resultados numéricos. Bifurcación flujos D2 .....	201
7.12	Correlaciones globales obtenidas a partir de resultados numéricos. Bifurcación flujos D1 .....	203
7.13	Correlaciones propuestas por Basset <i>et al.</i> para flujo incompresible en uniones direccionales .....	206
7.14	Correlaciones parciales numéricas para el coeficiente $\hat{K}_1$ . Unión de flujos C3 .....	216
7.15	Correlaciones parciales numéricas para el coeficiente $\hat{K}_2$ . Unión de flujos C3 .....	217
7.16	Correlaciones parciales numéricas para el coeficiente $\hat{K}_1$ . Bifurcación de flujos D3 .....	218
7.17	Correlaciones parciales numéricas para el coeficiente $\hat{K}_2$ . Bifurcación de flujos D3 .....	219
7.18	Correlaciones globales obtenidas a partir de los resultados numéricos para la unión direccional. Unión de flujos C3 .....	221
7.19	Correlaciones globales obtenidas a partir de los resultados numéricos para la unión direccional. Bifurcación de flujos D3 .....	222
B.1	Rugosidad absoluta para diferentes procesos de mecanizado .....	268
B.2	Características técnicas del rugosímetro RT-150 TECMICRO .....	269
C.1	Estimación de la incertidumbre de la medida del gasto másico. Unión tipo "T" a 90° .....	274
C.2	Estimación de la incertidumbre de la medida del gasto másico. Unión direccional .....	275
C.3	Estimación de la incertidumbre de la medida de la presión estática absoluta .....	276
C.4	Estimación de la incertidumbre de la medida de la diferencia de presión estática .....	277
C.5	Estimación de la incertidumbre de la medida de la temperatura estática .....	278

## Lísta de símbolos

A	Sección transversal		(m <sup>2</sup> )
$\alpha$	Ángulo de la rama lateral		Adimensional
$c_p$	Calor específico a presión constante		(m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> K)
$c_v$	Calor específico a volumen constante		(m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> K)
D	Diámetro interno		(m)
F	Relación de áreas entre las ramas		Adimensional
f	Factor de fricción de Fanning	$f = \tau_w / \frac{1}{2} \rho u^2$	Adimensional
$f_D$	Factor de fricción de Darcy	$f_D = 4f$	Adimensional
$f_{mi}$	Fuerzas másicas unitarias		(m/s <sup>2</sup> )
$h_0$	Entalpía de remanso		(J/kg)
h	Entalpía estática		(J/kg)
$K_i$	Coefficiente de pérdidas de presión total de Miller	$K_i = \frac{p_{tu}^* - p_{td}^*}{\frac{1}{2} \rho u_c^2}$	Adimensional
K	Coefficiente de pérdidas de presión de remanso (Miller)	$K = \frac{p_{0u}^* - p_{0d}^*}{p_{0c}^* - p_c^*}$	Adimensional
$K_{est}$	Coefficiente de pérdidas de presión estática	$K_{est} = \frac{p_u - p_d}{\frac{1}{2} \rho u_c^2}$	Adimensional
$\hat{K}$	Nuevo coeficiente propuesto		Adimensional
$k_{abs}$	Rugosidad absoluta		(m)
k	Coefficiente de conductividad térmica		(N/sK)
L	Longitud de las ramas		(m)
G	Gasto másico		(kg/s)
M	Número de Mach	$M = U/a$	Adimensional
$p_0$	Presión de remanso	$p_0 = p \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)^{\gamma / \gamma - 1}$	(Pa)
p	Presión estática		(Pa)
$p_t$	Presión total	$p_t = p + \frac{1}{2} \rho u^2$	(Pa)
q	Relación de gastos másicos entre ramas	$q = G_2 / G_3$	Adimensional
Q	Caudal		(m <sup>3</sup> /s)
$R_g$	Constante del gas		(m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> K)
$r_0$	Radio de curvatura de la intersección de las ramas		(m)
$r^2$	Coefficiente de correlación		Adimensional
$T_{eff}$	Temperatura efectiva (constante de Sutherland)	$T_{eff(aire)} = 110,56$	(K)

$T_0$	Temperatura de remanso	$T_0 = T \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)$	(K)
$T$	Temperatura estática		(K)
$T_{ref}$	Temperatura de referencia (Cte. de Sutherland)	$T_{ref} = 273,11$	(K)
$\phi_j$	Relación de presiones estáticas abs. extrapoladas	$\phi_j = p_j^* / p_3^*$	Adimensional
$u_i$	Componentes de la velocidad promedio del fluido		(m/s)
$u_i'$	Componentes fluctuantes de la velocidad		(m/s)
$\bar{U}$	Velocidad unidimensional promedio		(m/s)
$U_{exp}$	Incertidumbre expandida o total		(m)
$x$	Distancia		
$y^+$	Distancia adimensional en capa límite	$y^+ = u_\tau y / v_w$	Adimensional
$\varepsilon$	Rugosidad relativa	$\varepsilon = k_{abs} / D$	Adimensional
$\phi_v$	Función de disipación de Rayleigh		(Pa.s)
$\gamma$	Relación de calores específicos	$\gamma = c_p / c_v$	
$\mu$	Viscosidad dinámica o molecular		(Pa.s)
$\mu_{ref}$	Viscosidad de referencia (Cte. de Sutherland)	$\mu_{ref} = 1,7894 \cdot 10^5$	(Pa.s)
$\mu_v$	Viscosidad volumétrica		(Pa.s)
$\rho$	Densidad		(kg/m <sup>3</sup> )
$\tau_w$	Esfuerzo cortante en la pared	$\tau_w = \rho u_\tau^2$	(Pa)
$\bar{\tau}_{ij}$	Tensor de esfuerzos viscosos		(Pa)
$\bar{\tau}_{eff}$	Tensor de esfuerzos efectivo		(Pa)
$a$	Constante	$a = (\gamma - 1) / 2$	Adimensional
$b$	Constante	$b = \gamma / (\gamma - 1)$	Adimensional
$c$	Constante	$c = (\gamma + 1) / 2$	Adimensional

## Números adimensionales

$M$	Número de Mach	$M = \frac{U}{\sqrt{\gamma R_g T}} = \frac{G}{Ap} \sqrt{\frac{R_g T}{\gamma}}$	Adimensional
$Re_D$	Número de Reynolds basado en el diámetro	$Re_D = \frac{\rho U D}{\mu} = \frac{4G}{\pi D \mu}$	Adimensional
$St$	Número de Strouhal	$St = \frac{t_r}{t_0} = \frac{\pi \rho D^3}{4G t_0}$	Adimensional

## Subíndices

1,2	Ramas de entrada (unión de flujos)	
	Ramas de salida (bifurcación de flujos)	
3	Rama común	
c	Rama común	
D	Bifurcación de flujos (Dividing flow)	
C	Unión de flujos (Combining flow)	
i	Sección de control en cada una de las ramas	$i = 1, 2, \dots, N$
j	Rama	$j = 1, 2, 3$
0	Magnitudes de remanso	
u	Aguas arriba (Upstream)	
d	Aguas abajo (Downstream)	

## Superíndices

- \* Propiedades fluidas extrapoladas hasta la unión



# 1. Estado actual de las investigaciones sobre el tema y objetivos del estudio

Las uniones de conductos forman parte de los sistemas de transporte de fluidos. En la actualidad, el análisis y diseño de este tipo de sistemas se realiza mediante aplicaciones y herramientas informáticas. En la mayoría de códigos de simulación global, por cuestiones de coste computacional, se considera que el flujo en los tramos rectos es unidimensional. Sin embargo, el flujo en los diferentes componentes y accesorios de la red, entre ellos las uniones de conductos, es tridimensional. Debido a esto, las uniones de conductos deben ser estudiadas de forma separada.

Tradicionalmente, la caracterización del flujo en uniones de conductos mediante la determinación de un coeficiente de pérdidas se ha realizado experimentalmente y para flujo incompresible, disponiéndose de numerosos datos para uniones con diferentes características geométricas. También se han obtenido resultados adecuados utilizando códigos comerciales de simulación numérica o códigos específicos validados, igualmente, para flujo incompresible. Por último, también han sido obtenidas ecuaciones analíticas aproximadas para las geometrías más utilizadas, que proporcionan resultados fiables en el rango de flujo incompresible.

En flujo compresible, sin embargo, los datos publicados en la literatura abierta son escasos, y tanto la definición utilizada para el coeficiente de pérdidas como la metodología de procesado de los datos experimentales pueden ser optimizadas. Dado el elevado coste económico de las infraestructuras requeridas para la caracterización experimental de uniones en flujo compresible y la potencia de cálculo de los ordenadores en la actualidad, una alternativa viable consiste en el desarrollo y validación de una metodología de simulación numérica para caracterizar el comportamiento del flujo en uniones de conductos.

En este capítulo, se expone el interés de la investigación y el origen de ésta. A continuación se enumeran algunas fuentes de divulgación en las que se han publicado trabajos relacionados con el flujo en uniones de conductos y se resumen los resultados de la revisión bibliográfica realizada. Por último, se establecen las conclusiones de esta revisión y se definen los objetivos de la Tesis.

## 1.1 INTRODUCCIÓN. INTERÉS DE LA INVESTIGACIÓN

El estudio realizado se enmarca dentro de la línea de investigación de "Caracterización y modelado de elementos singulares de sistemas de conductos en flujo compresible estacionario y no estacionario" del Grupo de Investigación de Mecánica de Fluidos e Ingeniería Térmica de la Universidad Politécnica de Cartagena.

En la actualidad, los modelos de simulación del flujo interno compresible estacionario o no estacionario son fundamentales para el análisis y diseño de equipos e instalaciones que requieren sistemas de transporte de gases y vapores en los que es preciso determinar la pérdida energética del flujo, tales como sistemas de potencia fluida neumáticos, redes de transporte de gases, sistemas de admisión y escape en motores de combustión interna alternativos, compresores, turbinas de gas y vapor, eyectores, sistemas de aire secundario en motores a reacción, ...etc.

Existen numerosos códigos de simulación global como BOOST de AVL, GT-POWER, NSF3, SELENDIA, VIPRE, o Engine CARD, entre otros. Los modelos implementados en estos códigos son por requerimientos de tiempo de cálculo unidimensionales, sin embargo, existen componentes de geometría compleja en los que el flujo es tridimensional. Una revisión general de los modelos más empleados en la simulación de estos componentes revela que el modelado y caracterización de las uniones de conductos constituye una de las líneas de mayor interés, Benson *et al.* (1964), Bingham y Blair (1985), Blair *et al.* (1995), Fleck *et al.* (1998), Winterbone y Pearson (2000) y Basset *et al.* (2000). La aproximación más común en el modelado de los sistemas descritos es construir un modelo por combinación de diferentes elementos singulares, tales como conductos, cambios de sección y/o dirección, uniones y bifurcaciones de conductos, válvulas, elementos de descarga desde o en depósitos y restricciones internas al flujo. El comportamiento de estos elementos singulares es implementado en el código global como condiciones de contorno.

Otra alternativa consiste en la utilización de códigos multidimensionales, que combinan modelos uni- y tridimensionales, Chiati y Chiavola (2002), sin embargo, en este caso el coste computacional es mucho más elevado.

En algunas aplicaciones el flujo real es no estacionario, sin embargo, es comúnmente aceptado considerar que la caída de presión entre dos ramas cualesquiera en flujo no estacionario es, en cada instante, igual a la caída de presión entre esas dos ramas en flujo estacionario. Se considera, por lo tanto, que el flujo es casi-estacionario. Así, los ensayos experimentales y las simulaciones numéricas pueden realizarse en flujo estacionario. Los coeficientes así obtenidos pueden ser utilizados para establecer la caída de presión instantánea causada por la unión en cada paso temporal de la simulación

global del flujo, teniendo además en cuenta otras variables que puedan influir en el valor del coeficiente.

La diferenciación entre flujo estacionario o transitorio, así como la validez de la hipótesis de flujo casi-estacionario, aún cuando se tiene un flujo real no estacionario, viene definida por el número adimensional de Strouhal, que expresa la relación entre el tiempo de residencia y el tiempo característico de variación de flujo. En la mayor parte de las aplicaciones de flujo compresible este parámetro es mucho menor que uno y, por lo tanto se considera la hipótesis de flujo casi-estacionario. En muchas aplicaciones también puede considerarse, por el mismo motivo o por encontrarse aislados térmicamente los conductos, flujo adiabático.

## 1.2 ORIGEN DEL ESTUDIO

El Grupo de Investigación ha dispuesto de financiación para la línea de trabajo indicada de "Caracterización y modelado de elementos singulares de sistemas de conductos en flujo compresible estacionario y no estacionario" a través de dos proyectos de investigación durante el periodo 1996-2000:

- Análisis del flujo compresible no estacionario en conductos y elementos singulares (PCOMP 14/96 TEC).
- Modelado de elementos singulares de sistemas de conductos de conducción de fluidos compresibles en flujo no estacionario (PB/19/FS/97).

El objetivo global de ambos proyectos era modelar el comportamiento del flujo en los distintos componentes y elementos singulares que componen el sistema de renovación de la carga de motores de combustión interna alternativos, y de esta manera ajustar el modelo de simulación global 1D "Engine CARD" desarrollado por el Grupo de Investigación y Modelado de Sistemas Térmicos de la Universidad Politécnica de Valencia. Una vez ajustado el modelo 1D, el objetivo era validar los resultados proporcionados por el código, comparando los resultados numéricos de la evolución temporal de diferentes magnitudes fluidas con los valores de éstas, medidos experimentalmente en banco de ensayo de motores en condiciones de encendido.

Durante el desarrollo de ambos proyectos de investigación se adquirió la instrumentación necesaria para la caracterización del flujo no estacionario en los sistemas de admisión y escape, y se llevó a cabo la instrumentación de un Banco de Ensayo de Motores y el desarrollo y montaje de un Banco de Flujo Compresible para caracterización experimental de elementos singulares en régimen estacionario.

Las magnitudes no estacionarias medidas fueron presiones y velocidades instantáneas en el colector de admisión, presión en cámara de combustión y presiones en el colector de escape. Además, fueron medidas otras magnitudes estacionarias de interés, como gastos máxicos de aire y combustible, par, régimen de giro, temperaturas y presiones estacionarias en los diferentes elementos de los sistemas de admisión y escape, ángulo de giro del cigüeñal,...etc.

Durante el ajuste del modelo para el motor Renault K7M-702 1.6 se observó que algunas de las discrepancias existentes entre los resultados numéricos y experimentales podrían ser debidas al modelado de las uniones de conductos en los sistemas de admisión y escape, ya que la información disponible en la literatura abierta es básicamente para flujo incompresible, mientras que la información publicada para el caso de flujo compresible era muy escasa y no estaba totalmente contrastada.

Los modelos de simulación global más avanzados, Basset *et al.* (2000), implementan un modelo bidimensional basado en el sistema de ecuaciones de Euler para resolver el flujo en las uniones de conductos o permiten tener en cuenta estas pérdidas mediante la introducción de un coeficiente o una correlación. La opción más adecuada en la actualidad desde el punto de vista de la exactitud de los resultados y del tiempo de cálculo es la utilización de un modelo global 1D, combinado con un modelo de pérdidas de presión para la unión de conductos, por lo que se requiere información fiable y contrastada acerca del coeficiente de pérdidas. Algunos programas comerciales como BOOST de AVL, incorporan una base de datos de coeficientes de pérdidas en uniones de conductos, sin embargo, estos datos no son accesibles.

Por este motivo se considera que tiene interés realizar un estudio acerca del flujo compresible en uniones de conductos y desarrollar una metodología que permita aportar conocimiento sobre el comportamiento del flujo en este tipo de componentes, de manera que finalmente se pudieran obtener correlaciones prácticas para implementar en los códigos de simulación como condición de contorno y mejorar las prestaciones de éstos.

### **1.3 ESTADO ACTUAL DE LAS INVESTIGACIONES SOBRE EL TEMA**

Los primeros estudios realizados sobre del flujo en uniones de conductos corresponden a trabajos experimentales realizados con agua, es decir, para flujo incompresible entre los años 1930 y 1970. La mayor parte de los resultados de estos primeros trabajos han sido recopilados en bases de datos como las ESDU 73022 y 73023 (1973), ó libros como el *Handbook of Hydraulic Resistance* de Idelchik (1996) y el *Internal Flow Systems* de Miller (1996), que resumen y clasifican una gran cantidad de datos sobre coeficientes de pérdidas y cuentan con capítulos específicos sobre uniones de conductos. En la

actualidad, las fuentes de divulgación de resultados son numerosas, y más teniendo en cuenta que los estudios no son sólo experimentales, sino analíticos y numéricos, pudiendo agruparse en revistas científicas periódicas como: Journal of Fluid Engineering y Journal of Turbomachinery de ASME, Journal of Hydraulic Engineering de ASCE, Experimental Thermal and Fluid Science y Applied Energy de ELSEVIER, Computer & Fluids, y congresos científicos internacionales como algunos de los organizados por ASME, JSME, IMechE y SAE. Algunas revistas de carácter científico-tecnológico, como las de ABB o ATA, también recogen en algunos de sus números temas relacionados.

A continuación se resume la revisión bibliográfica realizada y se comentan los trabajos más interesantes acerca del flujo en uniones de conductos tanto para uniones de geometría simple como para las denominadas uniones direccionales de geometría más compleja.

### **1.3.1 Uniones de geometría simple**

La caracterización del flujo en las uniones de conductos puede ser llevada a cabo de forma experimental, analítica o numéricamente. Otra técnica que también se ha utilizado para obtener información cualitativa de la estructura del flujo en uniones de conductos es la visualización mediante fotografía Schlieren.

#### **1.3.1.1 Caracterización experimental**

Existen numerosos datos experimentales acerca del coeficiente de pérdidas en uniones de conductos en flujo incompresible. Los datos más completos y fiables fueron obtenidos por Miller (1978), sus trabajos, y otros anteriores de diferentes autores, entre ellos Vogel (1929), Petermann (1929), Kinne (1932), Mcknown (1954), Gardel (1957) y Blaisdell y Manson (1963), Benson y Woollatt (1964) y Levin (1968) han sido recopilados y completados mediante extrapolaciones en las bases de datos ESDU (1973) (Engineering Sciences Data Unit), en las unidades 73022 "Pressure losses in three-leg pipe junctions: dividing flows" y 73023 "Pressure losses in three-leg pipe junctions: combining flows". En esta recopilación se representa el coeficiente de pérdidas en función de la relación de caudales entre ramas para diferentes geometrías, relación de áreas entre ramas, ángulo de la rama lateral y radio de redondeo en la intersección.

Algunos trabajos posteriores a los citados y otros más actuales acerca del flujo incompresible en uniones corresponden a Ito *et al.* (1973), Oka *et al.* (1996), Ramamurthy *et al.* (1996), Ramamurthy y Zhu (1997), Christian *et al.* (2004) y Oka e Ito (2005). En el primer caso se presentan resultados acerca de la influencia del radio de redondeo de la intersección de conductos para relación de áreas unidad. En el segundo se presentan resultados para uniones de conductos en unión de flujos con relación de

áreas grande, estudiando también la influencia del radio de redondeo en el coeficiente de pérdidas. Ramamurthy *et al.* (1996), obtuvieron resultados experimentales para el coeficiente de pérdidas en uniones de conductos de sección rectangular, para tres relaciones de áreas entre ramas, tanto para unión como bifurcación de flujos. Además, utilizaron los resultados experimentales para validar las ecuaciones analíticas propuestas por otros autores y por ellos mismos para obtener el coeficiente de pérdidas a partir de la estimación del coeficiente de contracción en cada una de las configuraciones de flujo. Christian *et al.* (2004) presentan los resultados obtenidos para uniones con relación de áreas del orden de las encontradas en los colectores de admisión de motores de combustión interna alternativos, y se comparan diferentes formas de la interface plenum-runner con objeto de minimizar las pérdidas. Por último, Oka e Ito (2005) obtuvieron experimentalmente el coeficiente de pérdidas de presión total en flujo incompresible en uniones con gran relación de áreas entre las ramas principal y lateral y diferentes ángulos entre éstas, proponiendo coeficientes correctores para las ecuaciones teóricas propuestas por diferentes autores para estimar el coeficiente de pérdidas en este tipo de uniones en arista viva.

Idelchick (1996) también recopiló gran cantidad de datos propios y de otros autores acerca del coeficiente de pérdidas en flujo incompresible en diferentes elementos singulares, incluyendo uniones de conductos de diferentes geometrías.

Sin embargo, los datos disponibles publicados en la literatura abierta acerca del coeficiente de pérdidas en flujo compresible son escasos y, por lo tanto, no han sido suficientemente contrastados. Por otra parte, algunos de ellos se han obtenido mediante procedimientos válidos en caso de flujo incompresible y que, por lo tanto, pueden presentar ciertos errores en la región de números de Mach superiores a 0.2 (flujo compresible), o bien han sido obtenidos en un rango de números de Mach reducido.

Los primeros datos sobre el coeficiente de pérdidas en uniones de conductos aplicables a flujo compresible, ya que utilizaron aire como fluido de trabajo, fueron obtenidos por Benson *et al.* (1964) que ensayaron uniones tipo "T" a 90°, aunque el coeficiente de pérdidas fue calculado y representado en forma incompresible, es decir, en función de la relación de caudales entre las ramas. Benson y Woollatt (1964) también utilizaron aire como fluido de trabajo y sus datos discrepan ligeramente de otras referencias y esto puede ser debido a que las pérdidas por fricción en los tramos rectos no fueron descontadas; además, la medida de las propiedades termofluidas fue realizada a una distancia aproximada de la intersección de  $5D$  con objeto de minimizar este error, sin embargo, esta distancia es claramente insuficiente para obtener condiciones de flujo totalmente desarrollado.

Dadone (1973) obtuvo experimentalmente el coeficiente de pérdidas en uniones tipo "T" con arista viva para ángulos de la rama lateral de 30°, 60°, y 90°. Realizó

ensayos para diferentes valores del número de Mach manteniendo este constante y variando la relación de gasto másico entre las ramas, si bien, los resultados los presentó en forma incompresible ya que observó que la influencia del número de Mach no era significativa. Esto es debido por un lado a la definición de coeficiente utilizada y por otro al bajo rango de números de Mach ensayados, ya que el máximo alcanzado fue de  $M = 0.37$ .

Morimune *et al.* (1981) ensayaron uniones soldadas tipo "T" a  $45^\circ$  y  $90^\circ$  comerciales, lisas, con diferentes rugosidades internas y radios de redondeo en la intersección de las ramas en unión de flujos, y propusieron una correlación empírica entre los coeficientes de pérdidas de flujo incompresible y compresible. Las medidas fueron realizadas en varias secciones en cada una de las ramas y el rango de números de Mach ensayados alcanzó hasta  $M = 0.6$ , si bien los resultados fueron presentados únicamente en función de la relación de gastos másicos entre ramas, y el método de obtención de las propiedades extrapoladas consistió en extrapolar el valor de la presión estática hasta la unión a partir directamente de las medidas realizadas a diferentes distancias incluidas, la mayor parte, en la región de flujo no desarrollado. También presentó algunas correlaciones de tipo polinómico del coeficiente en función de la relación de gastos y un algoritmo para su utilización práctica en cálculos de ingeniería, aplicable en casos de "unión" de flujos.

Abou-Haidar y Dixon (1992, 1994) llevaron a cabo un extenso programa de caracterización de uniones de conductos tipo "T" con la rama lateral formando ángulos de  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$ , y  $90^\circ$  y tipo "Y" para ángulos de  $30^\circ$  y  $60^\circ$ . Realizaron ensayos para un amplio rango de números de Mach, constituyendo la base de datos más amplia publicada. Utilizaron la definición de Miller (1984) para el coeficiente de pérdidas en flujo compresible y representaron los resultados obtenidos en función del número de Mach extrapolado en la rama común, es decir, en forma compresible, manteniendo como parámetro la relación de gasto másico entre ramas. La medida de las variables termofluidas también fue realizada en varias secciones a lo largo de cada una de las ramas, aunque dentro de la región de flujo no desarrollado la mayor parte de ellas. Estas medidas múltiples fueron utilizadas para calcular el gradiente de presiones debido a la fricción en tubo recto y descontar así las pérdidas por fricción de las pérdidas totales, si bien, aplicó un modelo matemático de flujo incompresible.

En resumen, se dispone de datos experimentales fiables y contrastados en flujo incompresible para los tipos de uniones más utilizados y se conoce la influencia de diferentes parámetros geométricos y de operación, como la relación de áreas entre ramas, el ángulo de la rama lateral, el radio de redondeo de la intersección de ramas, el tipo de flujo y relación de caudales entre ramas. Sin embargo, para flujo compresible los datos son escasos y por tanto sería interesante contrastarlos con nuevos datos, ya que

además, el procedimiento de procesamiento utilizado en algunos casos es válido para flujo incompresible pero para flujo compresible puede producir resultados poco exactos.

En cuanto a la técnica de medida experimental y dado que lo que interesa es obtener un coeficiente de pérdidas de presión, las variables que normalmente se miden son: las presiones y temperaturas estáticas en las diferentes ramas de la unión, en uno o varios puntos, y los caudales en cada una de las ramas para establecer la relación de caudales. La medida de la presión en múltiples secciones en cada rama permite descontar los efectos de la fricción de forma directa, mientras que al medir en una única sección, las pérdidas por fricción deben ser descontadas mediante algún procedimiento analítico. En alguno de los estudios citados anteriormente, las pérdidas por fricción no fueron descontadas y para minimizar el error en el cálculo del coeficiente de pérdidas, las secciones de medida se localizaron muy cerca de la intersección, lo que introduce errores adicionales debido a los desprendimientos y recirculaciones que se producen en el flujo.

### **1.3.1.2 Ecuaciones analíticas**

Independientemente de las correlaciones basadas en datos empíricos obtenidas por varios autores, existe también la posibilidad de deducir de forma analítica expresiones que permitan estimar el coeficiente de pérdidas en uniones de conductos y que pueden ser implementadas directamente en los códigos de simulación global 1D.

Pueden obtenerse ecuaciones teóricas para el coeficiente de pérdidas aplicando las ecuaciones de continuidad, cantidad de movimiento y energía a diferentes volúmenes de control en función del tipo de flujo, tales como las propuestas por Favre, Sao y Truckenbrodt, y corregidas por Oka e Ito (2005), mediante coeficientes correctores determinados experimentalmente.

Hager (1984) planteó un modelo analítico aproximado para predecir las pérdidas en uniones de conductos para el caso de uniones tipo "T" en bifurcación de flujos y en codos. El modelo está basado en la aplicación de las ecuaciones de continuidad, cantidad de movimiento y energía a sendos volúmenes de control definidos en la región donde el flujo se divide. Las hipótesis consideradas, entre otras, son flujo uniforme, incompresible y no viscoso y que el punto de la intersección de las ramas donde el flujo se divide es un punto de remanso. Las ecuaciones obtenidas proporcionan resultados suficientemente satisfactorios para algunas de las relaciones de caudal entre ramas.

Abou-Haidar y Dixon (1992) propusieron un modelo analítico para obtener el coeficiente de pérdidas en uniones para el caso de unión de flujos basándose en la teoría de la "línea de corriente libre" (free-streamline). El modelo está basado en la aplicación de las ecuaciones de continuidad, cantidad de movimiento y energía a los volúmenes de control definidos en la unión considerando las siguientes hipótesis:

- Flujo totalmente desarrollado en las ramas de entrada.
- Flujo bidimensional estacionario, invíscido e incompresible.
- La frontera entre volúmenes de control es una línea de corriente.
- Presión estática uniforme transversalmente.

Los resultados obtenidos con las ecuaciones analíticas proporcionan coeficientes de pérdidas ligeramente superiores a los experimentales obtenidos por los mismos autores. Las ecuaciones propuestas en realidad son semianalíticas, ya que incluyen coeficientes de contracción del flujo que obtuvieron a partir de los resultados experimentales de visualización del flujo y mediante simulación numérica.

Basset *et al.* (1999) extendieron el estudio inicial de Hager al resto de tipos de flujos no analizados por éste y para los casos en los que existe una relación de áreas entre las ramas distinta a la unidad. Los resultados analíticos concuerdan en tendencia con los datos experimentales en cuanto al efecto de la relación de áreas y ángulo de la rama lateral, aunque el modelo no tiene en cuenta el efecto del radio de redondeo de la intersección de las ramas. Las hipótesis consideradas son:

- Flujo incompresible.
- Presión estática igual en las ramas de entrada en los casos de unión de flujos y variación lineal de ésta a lo largo del conducto.
- Área constante en cada rama y cualquier relación de áreas entre la rama lateral y la principal.
- En bifurcación de flujos se considera la misma hipótesis de Hager, que consiste en considerar como punto de remanso la intersección de las ramas en la zona donde el flujo se divide.
- La presión estática en las zonas de desprendimiento del flujo es uniforme e igual a la del flujo, cuya dirección se considera la del ángulo que forma la rama lateral.
- Corrección para tener en cuenta el cambio de área a lo largo de la rama lateral (uniones de geometría compleja).

Por lo tanto, existen ecuaciones analíticas aproximadas que permiten estimar el coeficiente de pérdidas en flujo incompresible, tanto para uniones de geometría simple como compleja y tanto para unión como para bifurcación de flujos. Sin embargo, debido a las hipótesis simplificadoras que deben considerarse, su validez es limitada para algunos tipos de flujo y relación de caudales entre ramas, por lo que no son de total aplicación.

### 1.3.1.3 Simulación numérica

El coeficiente de pérdidas también puede ser obtenido mediante simulación numérica del flujo 3D. Los trabajos más destacados corresponden a Leschziner y Dimitriadis (1989), Fu *et al.* (1992, 1994), Kuo y Chang (1993), Kuo y Khaligi (1995), y Zhao y Winterbone (1994); en todos estos casos los autores utilizaron códigos específicos para predecir el comportamiento del flujo en las uniones de conductos.

Leschziner y Dimitriadis (1988) utilizaron un código 3D específico para flujo turbulento incompresible estacionario basado en volúmenes finitos y lo aplicaron a uniones típicas de sistemas de admisión y escape en MCIA (Motores de Combustión Interna Alternativos) de geometría simple y compleja como los pulso-convertidores, estudiando casos tanto de unión como de bifurcación de flujos. Presentaron los resultados en forma de perfiles de velocidad en la unión de conductos y validaron los resultados mediante la medida experimental con LDA (Laser Doppler Anemometry). Fu *et al.* (1992) también utilizaron un código 3D específico para flujo turbulento incompresible estacionario y validaron los resultados con medidas experimentales obtenidas mediante LDA. El estudio lo centraron en la caracterización del tamaño de la zona de recirculación en función de la relación de gasto másico entre ramas y lo aplicaron a colectores de admisión en MCIA con conductos de sección rectangular. En ambos casos el modelo de turbulencia empleado fue el  $k - \varepsilon$ .

Kuo y Chang (1993) y Kuo y Khaligi (1995) emplearon igualmente códigos 3D específicos para flujo turbulento incompresible estacionario y lo aplicaron a uniones tipo "T" a  $90^\circ$  y  $45^\circ$ , con conductos de sección rectangular en el primer caso, y a conductos de sección circular en el segundo, comparando en ambos casos los resultados obtenidos con datos experimentales de presión y velocidad y del coeficiente de pérdidas de otros autores, en forma incompresible y en función del número de Mach en la rama común, alcanzando un valor máximo de éste de 0.25.

Zhao y Winterbone (1994) utilizaron un código 3D para flujo turbulento incompresible no estacionario basado en volúmenes finitos que permitía simular el comportamiento dinámico global del colector de admisión completo.

Abou-Haidar (1994) también obtuvo resultados numéricos para el coeficiente de pérdidas de presión de remanso en unión de flujos utilizando un código específico bidimensional, combinado con el modelo de turbulencia  $k - \varepsilon$  y leyes de pared. Según la comparación realizada, con sus propios resultados experimentales, la concordancia era buena, al menos hasta  $M \leq 0.5$ . El procesado de datos fue similar al utilizado para los datos experimentales, y por lo tanto, válido para flujo incompresible. Tampoco analizó los casos de bifurcación de flujos y en sus conclusiones formula que el coeficiente es menor para flujo compresible que para incompresible.

Otros investigadores han utilizado códigos comerciales de propósito general en sus estudios como CFX, Star-CD, Fluent, Kiva, FIRE,...etc. Taylor *et al.* (1997) y Pan *et al.* (1999) desarrollaron una metodología completa para simular el flujo en sistemas de admisión completos y determinar las pérdidas en los diferentes elementos de estos sistemas mediante CFD. En ambos casos utilizaron Fluent y consideraron las hipótesis de flujo incompresible y estacionario. El modelo de turbulencia utilizado fue el  $k - \epsilon$ .

Shaw *et al.* (2000) y Gan y Riffat (2000) utilizando los códigos comerciales Star-CD y Fluent, estudiaron el flujo en la interface plenun-runner en uniones de conductos de colectores de admisión y en uniones de conductos de sistemas de climatización, respectivamente. Ambos consideraron flujo incompresible estacionario.

En la mayor parte de aplicaciones de ingeniería, aunque el flujo real en las uniones de conductos es no estacionario, se puede considerar éste como casi-estacionario. Esta hipótesis es la que ha sido considerada en los estudios enumerados anteriormente. El comportamiento de las uniones en flujo no estacionario y la propagación de ondas también han sido estudiados desde un punto de vista analítico principalmente, aunque en algunos casos los resultados han sido validados con medidas experimentales de la fluctuación de presión en las ramas o cualitativamente mediante las imágenes obtenidas con fotografía Schlieren, que permiten visualizar las fluctuaciones de densidad en el campo fluido.

Sloan y Nettleton (1971) estudiaron la propagación de ondas en uniones de conductos con diferentes ángulos, comparando los resultados obtenidos mediante el código basado en el método de las características que desarrollaron, con los resultados experimentales de presión instantánea medida generando las ondas de choque mediante un "Shock-tube".

Flamang y Sierens (1989) desarrollaron un código bidimensional basado en las ecuaciones de Euler y el método FLIC (Fluid in Cell) que permite caracterizar el flujo estacionario y no estacionario en uniones de conductos de geometría simple y compleja y lo aplicaron a uniones tipo "T" a  $90^\circ$  y también a uniones tipo pulso-convertidor modular, utilizados en colectores de escape de motores sobrealimentados. Éste tipo de uniones producen un fuerte efecto direccional ya que producen una pérdida muy elevada para algunas configuraciones de flujo, mientras que para otros, la pérdida es prácticamente nula. Los resultados obtenidos fueron contrastados con las medidas experimentales de presión y velocidad (medidas mediante LDA) directamente y a través del coeficiente de pérdidas obtenido en flujo estacionario.

Endo e Iwamoto (1995) llevaron a cabo un estudio experimental y numérico a cerca de la propagación de un flujo pulsátil a través de una unión tipo "Y". Para ello, desarrollaron un código de simulación 1D aplicado a uniones de conductos que

proporcionaba buenos resultados en cuanto a la localización y magnitud de las ondas de choque que se propagan en este tipo de flujos.

William-Louis *et al.* (1998) desarrollaron un código para el cálculo de flujo no estacionario compresible aplicable a uniones de diferente número de conductos. El código está basado en el método de superposición de ramas (Branch Superposition Method, BSM) y es una combinación de las ecuaciones que gobiernan el flujo y las condiciones de contorno aplicadas. Los resultados fueron comparados con datos experimentales de presión instantánea obtenidos en un "Shock Tube".

En resumen, se puede observar que en todos los estudios anteriores, tanto con códigos de simulación específicos como de propósito general, se ha considerado la hipótesis de flujo incompresible y la mayoría están basados en la utilización del modelo de turbulencia  $k - \epsilon$ . Sin embargo, no se ha llevado a cabo ninguna simulación del flujo en uniones de conductos en flujo compresible.

En la actualidad existen códigos de simulación 3D de propósito general, como Fluent, que implementan modelos de cálculo cada vez más complejos y fiables. Esto, combinado con el constante incremento de la potencia de cálculo de los ordenadores, permite la posibilidad de llevar a cabo simulaciones de flujo compresible con modelos de turbulencia más completos y sobre dominios computacionales con mallas suficientemente refinadas como para resolver la estructura interna del flujo con suficiente detalle. Por lo tanto, es posible utilizar esta herramienta, una vez validada con datos experimentales o de referencia de otros autores, para caracterizar el flujo compresible en uniones tanto de geometría simple como compleja, y tanto desde el punto de vista de la obtención de coeficientes de pérdidas y correlaciones como desde el punto de vista de identificar el origen de estas pérdidas a partir del análisis detallado del campo fluido.

#### 1.3.1.4 Visualización del flujo

Deckker (1979) estudió el efecto de separación y bloqueo del flujo en uniones tipo "T" a  $90^\circ$  para tres configuraciones diferentes de unión de flujos mediante fotografía Schlieren, visualizando la propagación de ondas y la formación y disipación de los vórtices formados por la interacción de flujos con diferente cantidad de movimiento, concluyendo que el bloqueo del flujo, medido como la relación de áreas entre el "flujo-estela" y el conducto depende de la relación de cantidad de movimiento entre los flujos y que en el rango estudiado esta relación es lineal.

Morimune *et al.* (1981) llevaron a cabo la visualización del flujo en uniones tipo "T" a  $90^\circ$  y  $45^\circ$  para diferentes configuraciones, relaciones de gasto másico entre ramas y radios de redondeo en la intersección de conductos. Establecieron que las pérdidas están

relacionadas directamente con el tamaño de la zona de desprendimiento y la generación de vórtices, y que el radio de redondeo tenía un efecto importante.

Abou-Haidar y Dixon (1994) visualizaron el mismo fenómeno en uniones tipo "T" a 90° justificando el efecto de bloqueo del flujo en este tipo de geometrías, especialmente en los casos de unión de flujos, debido a que la separación de éste provoca un fenómeno de "vena contracta" que limita el valor máximo del número de Mach extrapolado promedio que se puede alcanzar.

Pearson *et al.* (1999) también llevaron a cabo mediante la misma técnica, es decir, mediante fotografía Schlieren, la visualización del flujo en uniones de conductos. Estudiaron el flujo en uniones tipo "T" a 90° con borde afilado y midieron la fluctuación de la presión instantánea en cada una de las ramas, comparando los resultados experimentales obtenidos con los de un código bidimensional desarrollado para simulación del flujo no estacionario en este tipo de componentes, con objeto de analizar el efecto de reflexión y propagación de ondas.

En resumen, la técnica de visualización utilizada en todos los estudios anteriores es la fotografía Schlieren, disponiéndose de suficiente información acerca del desarrollo de ondas de choque en el flujo que producen el bloqueo de este, así como de la influencia de la geometría de las uniones en la propagación de ondas de presión. Esta información acerca de la estructura interna del flujo podría completarse con los resultados numéricos proporcionados por los programas de simulación 3D.

### **1.3.2 Uniones de geometría compleja. Uniones direccionales**

Las uniones de tres conductos de mayor interés en aplicaciones industriales son geometrías simples tipo "T" y tipo "Y" de sección transversal constante e igual en todas las ramas. Las uniones direccionales presentan una geometría más compleja, con diferente sección transversal para las ramas principal y lateral, ángulo distinto de 90° y cambio de sección en la rama lateral, de manera que existe una dirección de flujo preferente con mínimas pérdidas, mientras que en otra dirección las pérdidas son muy elevadas.

Este tipo de uniones son de gran interés en la actualidad como sistemas neumáticos, eyectores, válvulas de seguridad y principalmente componentes de los sistemas de escape en motores sobrealimentados, ya que permiten optimizar el rendimiento del grupo turbo-compresor y conseguir un ahorro de combustible con reducción de emisiones contaminantes, así como una mejora de las prestaciones. Este tipo de uniones direccionales se denominan "pulso-convertidores", y no se conocen en la literatura abierta datos de

coeficientes de pérdidas de presión en flujo compresible. Sólo se dispone de datos experimentales para algunas geometrías y ecuaciones analíticas que permiten estimar el coeficiente, deducidas considerando la hipótesis de flujo incompresible

Desde hace décadas se han realizado estudios para aprovechar las ondas de presión que se producen en los colectores de admisión y escape de motores de combustión interna por la descarga de cilindros, para mejorar el proceso de renovación de la carga. Una unión de conductos se comporta como un extremo donde las ondas de presión son reflejadas pudiendo afectar al proceso de vaciado del cilindro. Las uniones direccionales o convertidores de pulsos son un tipo de unión en la que el flujo en una rama puede producir un efecto de arrastre o succión del flujo en otra. Así mismo existen unas direcciones de propagación con una pérdida energética mucho menor que otras. Así pues, tienen dos efectos:

- Dirigen la energía de los pulsos de presión en el escape hacia la turbina y no hacia los otros cilindros (se busca este efecto en motores lentos  $<1000$  rev/min).
- Reducen los procesos de interferencia entre los periodos de escape de los diferentes cilindros (este efecto es más importante en motores rápidos).

Las “uniones direccionales” (uniones asimétricas o pulso-convertidor compacto o modular tipo Birmann) se utilizan en la actualidad incluso en motores no sobrealimentados de automoción a diferencia de los pulso-convertidores clásicos (uniones simétricas o pulso-convertidor tipo Sulzer) que son típicos de motores estacionarios sobrealimentados. Este tipo de uniones producen efectos sobre el flujo debido a la disposición angular de las ramas. La ventaja que tienen en los motores no sobrealimentados es la limitación de las interferencias que se producen entre los procesos de escape de los diferentes cilindros. También se pueden considerar uniones direccionales en un concepto amplio, las uniones del colector de admisión, ya que aunque las velocidades no son tan elevadas, la disposición geométrica de los conductos puede producir diferencias notables en el llenado de cilindros.

El modelado del proceso de renovación de la carga y su simulación ha sido utilizado como herramienta para optimizar el diseño de los colectores. Los modelos de acción de ondas más completos tienen en cuenta la amplitud de las fluctuaciones de presión y velocidad y consideran los efectos de fricción y transferencia de calor. Sin embargo, estos modelos no son aplicables en los elementos donde no se cumple la hipótesis de flujo unidimensional. Éste es el caso de las uniones de conductos, donde deben aplicarse modelos específicos cuyos resultados actúan como condiciones de contorno posteriormente.

En el flujo en uniones se producen desprendimientos, turbulencias, vórtices,...etc. Por ello, las uniones en general y las uniones direccionales de los sistemas de escape en particular, son unos de los elementos de los que menos información se dispone en la actualidad. La falta de modelos adecuados para resolver las uniones direccionales ha hecho

que el diseño se haya basado en datos experimentales y en ecuaciones analíticas aproximadas considerando flujo incompresible estacionario.

Los primeros estudios sobre el flujo en este tipo de uniones y su influencia sobre las prestaciones del grupo turbo-compresor fueron realizados por Zehnder (1968), Meier (1971) y Watson (1982). Las principales aportaciones están recogidas en el libro de Watson y Janota (1984) "Turbocharging the Internal Combustion Engine".

Un resumen de sus trabajos y los de otros autores han sido recopilados posteriormente en los libros de Kentfield (1993) "Non-steady, One-dimensional, internal, compressible flow. Theory and applications" y "Theory of engine manifold design. Wave action methods for IC engines" y "Design techniques for engine manifolds. Wave action methods for IC engines" de Winterbone y Pearson (2000).

Los datos experimentales más completos en uniones direccionales fueron obtenidos por Chan *et al.* (1986), que evaluó experimentalmente el coeficiente de pérdidas en pulso-convertidores tipo compacto y utilizó un método simplificado para obtener algunos de estos coeficientes de forma analítica basándose en el método desarrollado por Hager (1984) asumiendo flujo incompresible. Obtuvo el coeficiente de pérdidas de presión estática para los diferentes tipos de flujo que se pueden presentar, analizando sobre todo la influencia del parámetro que define la relación de áreas entre la entrada y la salida de la rama lateral. Los resultados experimentales fueron correlacionados, observándose un buen ajuste con las relaciones analíticas sólo en algunos casos concretos.

Leschziner y Dimitriadis (1988) y Flamang y Sierens (1989), desarrollaron códigos propios y extendieron los cálculos realizados sobre uniones de geometría simple al caso de pulso-convertidores, como se ha indicado anteriormente, sin embargo, en ambos casos consideraron el flujo como incompresible. Flamang y Sierens llevaron a cabo un estudio experimental y numérico sobre el flujo en diferentes tipos de uniones utilizadas en colectores de escape. Estudiaron uniones tipo "T" a 90° y pulso-convertidores en flujo estacionario incompresible. En el primer caso compararon los resultados obtenidos con medidas experimentales de presión y velocidad. Por último, extendieron el estudio a la simulación del flujo no estacionario en un pulso-convertidor de cuatro conductos de entrada comparando los resultados con medidas realizadas mediante LDA en flujo estacionario demostrando que el código desarrollado era válido para diferentes tipos de geometrías.

Basset *et al.* (1998) obtuvieron ecuaciones para estimar el coeficiente de pérdidas en uniones de conductos de sección constante y compararon los resultados obtenidos con datos experimentales. Los resultados fueron aceptables según los autores (los valores del coeficiente son del orden del 50% mayores que los medidos

experimentalmente). Aplicando la misma metodología obtuvieron expresiones similares aplicables a uniones con conductos de sección variable y los compararon en este caso con los datos experimentales obtenidos por Chan *et al.* para flujo incompresible, obteniendo igualmente resultados aceptables según los autores (en algunos casos las diferencias son notables, del orden del doble en el valor de coeficiente). El coeficiente utilizado es el de caída de presión estática y los datos fueron representados en función del número de Mach al cuadrado en la rama común extrapolado a la unión, manteniendo como parámetro la relación de gastos másicos entre ramas.

Basset *et al.* (1999) ampliaron el estudio anterior presentando las ecuaciones analíticas para estimar el coeficiente de pérdidas de presión total en función de la relación de gastos y el coeficiente de pérdidas de presión estática en función del número de Mach al cuadrado en pulso-convertidores modulares (o uniones tipo Birmann), obteniendo relaciones de tipo lineal. Los resultados, en general, son más satisfactorios para los casos de unión de flujos que para los de bifurcación, observándose una mayor dispersión conforme el número de Mach aumenta, debido a los efectos de compresibilidad del fluido.

Otros trabajos se han centrado en el diseño de nuevas configuraciones del sistema de escape optimizándolo para conseguir un aumento de las prestaciones globales del motor. Zhang Y. *et al.* (1999) estudiaron la influencia de diferentes parámetros de diseño de un sistema de escape formado por pulso-convertidores modulares en las prestaciones de un motor de automoción de bajo nivel de sobrealimentación tanto a plena carga como a cargas parciales. Zhang H. *et al.* (1999) estudiaron mediante el código de simulación VIPRE las prestaciones de un motor de ferrocarril con dos diferentes sistemas de escape uno de presión constante y otro de tipo modular. Una vez calibrado el modelo y utilizando datos experimentales para los coeficientes de pérdidas llegaron a la conclusión que el sistema de presión constante proporciona mejores prestaciones a plena carga, mientras que el sistema modular es más adecuado a cargas parciales.

Payri *et al.* (2000), llevaron a cabo un amplio programa de ensayos experimentales sobre 12 uniones tipo pulso-convertidor asimétrico caracterizando la reflexión y transmisión de las ondas de presión que tienen lugar en el sistema de escape de MCIA. Diferentes parámetros como: diámetro del conducto de salida, ángulo de las ramas de entrada, longitud de la unión y existencia de una lengüeta interna fueron estudiados. El resultado fue la definición de sendos coeficientes adimensionales para tener en cuenta la "direccionalidad" de la unión y la elaboración de una serie de criterios de diseño de este tipo de componentes.

Basset *et al.* (2000) realizaron una comparación completa de las diferentes técnicas de modelado posibles del mismo tipo de uniones. Los resultados de las simulaciones fueron contrastados con datos experimentales de presiones instantáneas

medidas en diferentes puntos de la unión e imágenes obtenidas mediante fotografía Schlieren. Probaron diferentes técnicas de modelado utilizando un código de simulación global 1D de acción de ondas combinado con modelos 1D y 2D para las uniones basado en el sistema de ecuaciones de Euler, así como los modelos de presión constante y de pérdidas de presión para las uniones. La conclusión final fue que el modelo 1D global junto con el modelo 2D para las uniones proporciona buenos resultados, sin embargo, el coste computacional es mayor que cuando se utiliza para las uniones un modelo 1D de pérdidas de presión, mientras que los resultados son satisfactorios con este último. El modelo de presión constante es incapaz de predecir el fenómeno de propagación de ondas. Por último, señalar que los coeficientes de pérdidas para las uniones fueron obtenidos para flujo incompresible estacionario.

Recientemente, Galindo *et al.* (2004) han llevado a cabo un estudio sobre el comportamiento en régimen transitorio de un motor dotado de un nuevo diseño de sistema de escape de baja inercia con colector de pulsos 4-2-1, demostrando su mayor velocidad de respuesta. Wren y Azzopardi (2004) han probado diseños novedosos de uniones de conductos tipo "T" a 90° para separación de especies en flujo bifásico que podrían ser probados como uniones direccionales de geometría simple por elementos insertados.

Por último, Kesgin (2005) llevó a cabo sendos estudios acerca de los efectos que el diseño de los sistemas de admisión y escape tienen en motores de combustión interna sobrealimentados aplicado el primero a un motor estacionario y el segundo a un motor de gas natural. En ambos casos utilizó el código comercial BOOST de simulación global 1D, que incorpora una base de datos sobre coeficientes de pérdidas en uniones de conductos y estudió la influencia de algunos parámetros de diseño y de la ubicación del grupo turbo-compresor. Además, en el primero de los trabajos llevó a cabo un estudio más detallado de las uniones del sistema de escape, probando algunos diseños novedosos de uniones con cambio de área en la rama lateral mediante simulación numérica 3D con el código comercial FIRE. Aunque no presenta información detallada del procedimiento seguido ni los resultados de las simulaciones, concluye que utilizando un difusor curvado en la rama lateral se puede incrementar la eficiencia en la transmisión de energía hacia la turbina de escape alrededor de entre un 6% y un 7%. Además, propuso un nuevo coeficiente basado en la pérdida de entalpía total del flujo para valorar esta eficiencia en la transmisión.

En resumen, aunque en uniones direccionales se dispone de ecuaciones analíticas aproximadas que permiten estimar el coeficiente de pérdidas de presión total de Miller (1978), se tiene la misma limitación que para uniones de geometría simple ya que las hipótesis asumidas son las mismas y por el contrario no se dispone de datos experimentales, ni de resultados de simulación numérica del flujo compresible para ningún tipo de geometría. Por ello, es interesante y de gran utilidad aplicar la

metodología desarrollada, una vez que haya sido validada para uniones de geometría simple, a este tipo de uniones, con el objeto de obtener correlaciones del coeficiente de pérdidas en función de las magnitudes características de la unión para implementar en los modelos globales de simulación 1D.

### 1.3.3 Conclusión

Analizada la información disponible sobre el flujo en uniones de conductos, tanto de geometría simple como de geometría compleja (uniones direccionales), se concluye que no se dispone en la literatura abierta de una información completa acerca del coeficiente de pérdidas en flujo compresible, ni tampoco un conocimiento detallado de la estructura interna del flujo en este tipo de uniones, y que por ello, resultaría de interés realizar una investigación combinada experimental y numérica, con objeto de desarrollar una nueva metodología que permita caracterizar el comportamiento del flujo e identificar los mecanismos que producen estas pérdidas.

Desde un punto de vista práctico, existen correlaciones experimentales y ecuaciones analíticas aproximadas que permiten estimar el coeficiente de pérdidas en flujo incompresible, pero no existen correlaciones fiables y contrastadas para el caso de flujo compresible en uniones, por lo que resultaría útil obtener correlaciones del coeficiente de pérdidas en función de los parámetros adimensionales más significativos del flujo, tales como la relación de gastos máxicos entre ramas y el número de Mach, así como de las características geométricas de las uniones de conductos, de manera que se puedan implementar como condiciones de contorno en los códigos de simulación global 1D.

Dada la creciente potencia de cálculo de los ordenadores personales y de las prestaciones de los códigos de simulación numérica de propósito general, las lagunas de información detectadas podrían ser cubiertas desarrollando una metodología de simulación numérica, de manera que una vez validada ésta con la información disponible, permita abordar casos más complejos no resueltos en la actualidad.

Por último, aunque existen diferentes definiciones del coeficiente de pérdidas, tanto para flujo incompresible como para flujo compresible, la relación entre los resultados obtenidos para éstos y los parámetros adimensionales más significativos con los que deben ser correlacionados, no se ajustan a un modelo matemático sencillo. Por ello, también sería interesante proponer nuevas definiciones del coeficiente que permitan correlacionar los resultados mediante relaciones simples con los parámetros adimensionales más significativos.

## 1.4 OBJETIVOS DE LA TESIS

Una vez establecidas las conclusiones del análisis acerca del estado actual de las investigaciones sobre el tema, se define el objeto del estudio. El objetivo principal de esta investigación es el desarrollo y validación de una metodología global que permita aportar conocimiento sobre el comportamiento y la estructura interna del flujo compresible en uniones de conductos. La caracterización del flujo se realizará mediante la definición de un coeficiente de pérdidas, siendo también objeto de este estudio el análisis de los coeficientes de pérdidas definidos y utilizados por diferentes autores y, si es necesario, la propuesta de un nuevo coeficiente que permita obtener correlaciones globales en función del número de Mach en la rama común y de la relación de gastos máxicos entre ramas de forma fiable y, que a su vez, sean sencillas de implementar como condición de contorno en los códigos de simulación global 1D. La estructura del flujo y el origen de las pérdidas serán analizadas en base a los resultados de las simulaciones numéricas.

La metodología desarrollada se validará comparando los resultados numéricos y experimentales obtenidos para una unión de geometría simple tipo "T" a  $90^\circ$  con datos experimentales de otros autores. Posteriormente, esta metodología se aplicará al estudio de otras geometrías más complejas, como las uniones direccionales, de las que no se dispone de datos de referencia en flujo compresible. Los resultados numéricos se validarán, en este caso, comparándolos con los resultados experimentales obtenidos en banco de flujo. Previamente la instalación de ensayo y el procedimiento experimental también deben ser validados.

El desarrollo de esta metodología global incluirá diferentes aspectos y objetivos parciales, que se enumeran a continuación:

- Diseño, montaje y puesta a punto de la infraestructura y la instrumentación básica necesaria para realizar ensayos experimentales en flujo compresible en conductos.
- Desarrollo y validación de un procedimiento experimental para la caracterización del flujo en uniones de conductos en flujo compresible estacionario mediante la determinación de un coeficiente de pérdidas. El procedimiento abarcará: la definición completa de los montajes a realizar, diseño y fabricación de cada uno de los componentes, localización de las secciones de medida, magnitudes fluidas a medir, selección y puesta a punto de la instrumentación, definición de la metodología de ensayo y adquisición de datos, procesado de datos y comparación de los resultados.
- Desarrollo y validación de una metodología numérica, basada en la utilización del código comercial de simulación de propósito general Fluent, para la

caracterización del flujo compresible en uniones de conductos. Esta metodología constará de los siguientes pasos: definición y mallado de las geometrías a simular mediante el software de preprocesado Gambit y estimación de la incertidumbre numérica de los resultados para la malla óptima, selección de las hipótesis de simulación, elección del modelo de turbulencia más adecuado y de las condiciones de contorno, definición de la metodología de procesado de los resultados numéricos y comparación de resultados.

- Desarrollo de una metodología de procesado tanto para los resultados experimentales como para los numéricos. Ésta consistirá básicamente en descontar las pérdidas por fricción en cada una de las ramas de la unión para obtener las propiedades fluidas extrapoladas hasta la unión. Finalmente, y a partir de estas magnitudes extrapoladas se evaluará el coeficiente de pérdidas de Miller y se compararán los resultados obtenidos con los datos experimentales de Abou-Haidar y Dixon para uniones tipo "T" a 90°.
- Aplicación de la metodología desarrollada a una unión direccional de geometría más compleja, y estudiar los resultados numéricos con objeto de conocer en detalle la estructura interna del flujo y ver si es posible identificar el origen de las pérdidas.
- Obtención de correlaciones de tipo práctico para ser implementadas como condición de contorno en los códigos de simulación global 1D. Si es necesario, definir un nuevo coeficiente de pérdidas que permita obtener correlaciones que respondan a un modelo analítico sencillo.

## **2. Características geométricas y técnicas de modelado de las uniones de conductos**

La mayoría de los códigos de simulación global, utilizados para el análisis y diseño de sistemas de transporte de fluidos en flujo compresible, son unidimensionales. En éstos, los elementos singulares como las uniones de conductos, en los que el flujo es tridimensional, son modelados mediante condiciones de contorno. En este capítulo se describen las diferentes técnicas de modelado de las uniones de conductos. El modelo de presión constante, que es el más simple, tiene validez únicamente en flujo compresible. Para flujo incompresible se deben utilizar modelos de pérdidas de presión, que requieren información acerca del comportamiento del flujo en la unión. Ésta puede ser obtenida experimentalmente, numéricamente o mediante ecuaciones analíticas aproximadas. En los dos primeros casos, el procesado de los datos para obtener el coeficiente de pérdidas locales de la unión consiste básicamente en descontar de las pérdidas totales, las debidas a la fricción. En este capítulo se expone de forma resumida el procedimiento propuesto por Miller (1978) y utilizado por Abou-Haidar y Dixon (1992, 1994).

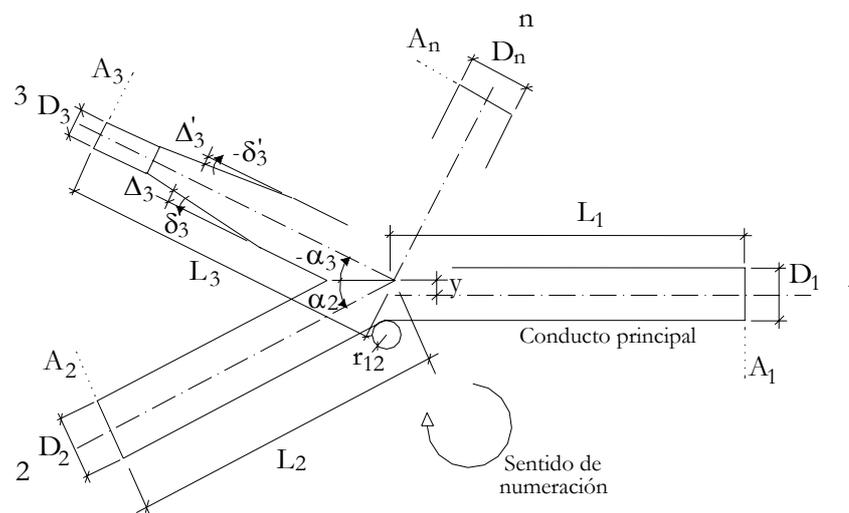
Se definen también las características geométricas de las uniones de conductos, acotándose el tipo de unión objeto de este estudio, y la denominación utilizada para los diferentes tipos de flujo estudiados.

Por último, se expresan algunas definiciones propuestas para el coeficiente de pérdidas, y se analiza el campo de aplicación y las posibles ventajas e inconvenientes de las definiciones más utilizadas tanto para flujo incompresible como compresible.

## 2.1 DEFINICIÓN GEOMÉTRICA DE LAS UNIONES DE CONDUCTOS

Las uniones de conductos se pueden clasificar, atendiendo a su geometría, en dos grupos principales: uniones planas (o bidimensionales) y uniones tridimensionales. A su vez, en ambos grupos, las uniones pueden ser de tres o más conductos. Las uniones de tres conductos más utilizadas suelen ser de tipo "T" en las que los ejes de simetría de dos de las ramas siguen una misma dirección, y uniones en tipo "Y" en las que no se cumple la condición anterior. También se pueden clasificar en simétricas o asimétricas. Por otro lado, la unión puede estar formada por conductos cuyos ejes de simetría estén desalineados, es decir, que no se corten en un punto único.

Este estudio se centra en las uniones de tres conductos planas, cuyos ejes de simetría se cortan en un único punto. En la figura 2.1 se ha representado esquemáticamente una unión de conductos sobre la que se indican las magnitudes que la caracterizan geoméricamente.



**Figura 2.1** Definición de las características geométricas de las uniones de conductos.

La longitud de cada una de las ramas es  $L_n$ , la forma de la sección transversal (suele ser circular o rectangular), el área transversal de los conductos es  $A_n$ , y el ángulo de cada una de las ramas, respecto al eje de simetría de la rama principal, es  $\alpha_n$ . Así mismo, se tiene en cuenta la posibilidad de que alguna de las ramas presente un cambio de área en dirección longitudinal (estrechamiento o ensanchamiento), quedando éste caracterizado por las magnitudes  $A_n$  y  $A'_n$  y los ángulos de conicidad  $\delta_3$  y  $-\delta'_3$ . La intersección de los ejes de simetría puede producirse a una cierta distancia "y" del eje de simetría del conducto principal. Otro parámetro importante a tener en cuenta es el radio de curvatura de las aristas de intersección de las ramas  $r_{12}$ ,  $r_{13}$  y  $r_{23}$ . Cuando el radio de curvatura es nulo se tiene una intersección en "arista viva". La numeración de los conductos se realiza en sentido horario, comenzando por el conducto contiguo al

común al que se le asigna el número "3" independientemente de si se trata de un caso de unión o bifurcación de flujos. En el caso de uniones tridimensionales hay que definir los ángulos que especifican la dirección del eje de simetría de los conductos que forman la unión, para ello se toman los ángulos que forman este eje de simetría con un sistema de referencia situado sobre el eje de simetría del conducto.

Los tipos de uniones más ensayadas por diferentes autores han sido las uniones de tres conductos tipo "Y" simétrica y tipo "T", para diferentes ángulos y configuraciones de flujo tanto de unión como bifurcación. Se han realizado estudios tanto para uniones de sección transversal circular como rectangular, así como para diferentes valores de la relación de áreas entre ramas. El número de configuraciones de flujo posibles es  $2^n - 2$ , siendo "n" el número de conductos. Cuando la unión presenta algún plano de simetría este número se reduce.

### 2.1.1 Tipos de flujo

Para uniones de tres conductos existen seis configuraciones de flujo posibles. Cada una de las diferentes configuraciones de flujo da lugar a dos coeficientes de pérdidas, en función de las ramas que se consideren. En la tabla 2.1 se muestra la equivalencia entre las denominaciones de los distintos tipos de flujo establecidas por Nichols (1984) (recogidas en Winterbone y Pearson, 2000) y las utilizadas en este estudio.

Hay dos tipos de flujo diferentes. Cuando todo el gasto entra a la unión por una de las ramas y se reparte entre las otras dos se tiene una "bifurcación de flujos" (flujo tipo D). Las tres primeras configuraciones corresponden a este tipo (flujos D1, D2 y D3). Cuando a la unión llega el flujo por dos de las ramas y la suma de ambos sale por la tercera, se tiene "unión de flujos" (flujo tipo C), (flujos C1, C2 y C3).

Cuando la unión es simétrica, como es el caso de la unión tipo "T" a  $90^\circ$ , los tipos de flujo D1 y D3 así como C1 y C3 son iguales y el número de casos se reduce a cuatro. Para especificar la relación de gastos entre ramas se define el parámetro, "q", que indica la relación de gastos entre la rama "2" y la rama común "3",

$$q = \frac{G_2}{G_3}, \quad (2.1)$$

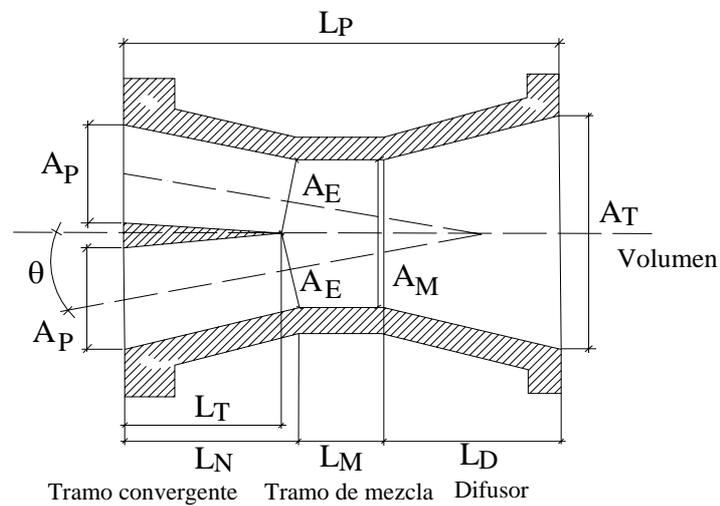
$$1 - q = \frac{G_1}{G_3}. \quad (2.2)$$

Denominación	Configuración del flujo	Equivalencia (Nichols)
D1		<p>Flujo tipo 1</p>
D2		<p>Flujo tipo 2</p>
D3		<p>Flujo tipo 3</p>
C1		<p>Flujo tipo 4</p>
C2		<p>Flujo tipo 5</p>
C3		<p>Flujo tipo 6</p>

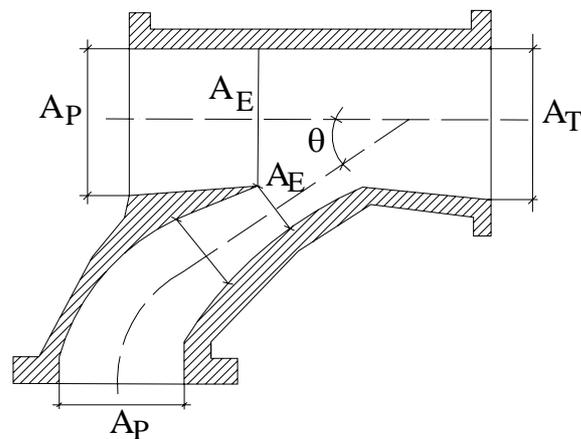
**Tabla 2.1** Tipos de flujo y denominación de coeficientes de pérdidas en uniones de tres conductos. Aplicación a uniones tipo "T" a 90°.

### 2.1.2 Tipos de uniones direccionales

Las uniones direccionales son uniones de conductos diseñadas para producir unas pérdidas energéticas mínimas en una dirección preferencial, mientras que en la otra dirección la pérdida energética es muy elevada. Tienen aplicaciones muy específicas como, por ejemplo, en los sistemas de admisión y escape de motores de combustión interna alternativos, sobre todo, en el sistema de escape de motores sobrealimentados, donde se requiere que los gases de escape lleguen a la turbina con la máxima energía posible, facilitándose el flujo de salida de los gases de escape desde el cilindro, a la vez que se impide la propagación de ondas de presión desde el colector hasta el propio cilindro. En las figuras 2.2 y 2.3 se muestran las características geométricas de los dos tipos de uniones direccionales más utilizadas, el pulso-convertidor simétrico tipo Sulzer y el asimétrico también denominado compacto, modular o unión tipo Birmann.

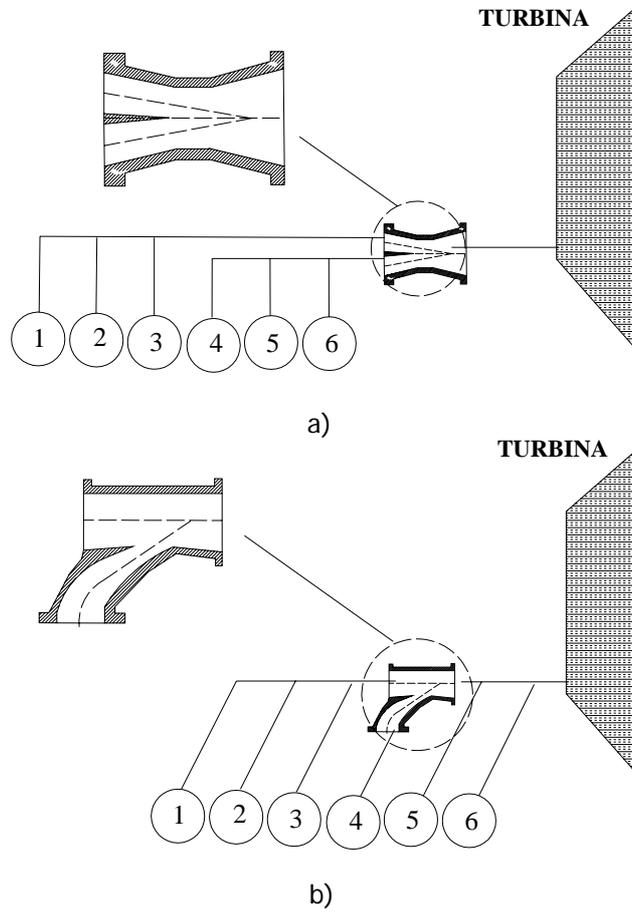


**Figura 2.2** Características geométricas del pulso-convertidor simétrico tipo Sulzer.



**Figura 2.3** Características geométricas del pulso-convertidor asimétrico, compacto o modular tipo Birmann.

En la figura 2.4 se representa esquemáticamente la configuración correspondiente al sistema de escape de un motor sobrealimentado dotado de los dos tipos de uniones de conductos direccionales.



**Figura 2.4** Tipos básicos de uniones direccionales. a) Pulso-convertidor simétrico tipo Sulzer. b) Pulso-convertidor asimétrico, compacto o modular tipo Birman.

## 2.2 MODELADO DE LAS UNIONES DE CONDUCTOS

Los modelos de simulación global del flujo interno compresible estacionario o no estacionario en sistemas de transporte de fluidos, como se indicó en el apartado 1.1, consideran flujo unidimensional, sobre todo por requerimientos de tiempo de cálculo en aquellas aplicaciones en las que se tiene flujo no estacionario cíclico, en cuyo caso se requiere resolver un número de ciclos de funcionamiento elevado con objeto de obtener un ciclo medio suficientemente representativo. Uno de los primeros códigos de simulación global 1D para flujo no estacionario fue desarrollado por Benson *et al.* (1964). En la actualidad existen numerosos códigos de este tipo y una revisión general de los modelos más empleados en la simulación de estos componentes revela que el modelado y caracterización de las "uniones de conductos" constituye uno de los elementos de mayor interés. Este tipo de modelos son fundamentales para el análisis y diseño de equipos e instalaciones que requieren sistemas de transporte de gases y vapores. Sin embargo, en estos sistemas existen algunos componentes donde el flujo es tridimensional y, por lo tanto, el comportamiento del flujo y sus efectos es complejo de reproducir.

Existen diferentes alternativas para resolver este problema. Una de ellas es la propuesta por Chiatti y Chiavola (2002), que consiste en utilizar una aproximación multi-código basada en la utilización simultánea de una combinación de códigos cero, uni y tridimensionales, de manera que cada uno de los componentes del sistema es estudiado con un modelo, más o menos complejo, en función de la naturaleza del flujo en dicho elemento. Esta técnica la aplicaron en sistemas de escape de motores de combustión interna alternativos, aunque el coste computacional de los códigos 3D es muy elevado si se quieren obtener resultados precisos, además, la influencia sobre el flujo de algunos elementos, como las uniones de conductos, puede ser importante a una gran distancia tanto aguas arriba como aguas abajo, con lo que la hipótesis de flujo uni-dimensional totalmente desarrollado debe ser revisada.

Basset *et al.* (2000) realizaron una comparación entre diferentes técnicas de modelado para simular el flujo en sistemas de escape de motores valorando tanto la exactitud de los resultados como el coste computacional. Concluyeron que la combinación óptima, teniendo en cuenta los dos criterios anteriores, era considerar un modelo de acción de ondas 1D global en combinación con un modelo 1D de pérdidas de presión para caracterizar el comportamiento del flujo en las uniones de conductos frente a otros modelos más sofisticados o complejos, como considerar un modelo bi-dimensional para el flujo en las uniones.

Así pues, los modelos de simulación global son, por requerimientos de tiempo de cálculo, unidimensionales, sin embargo, para los componentes de geometría compleja en los que el flujo es tridimensional la aproximación más común en el modelado consiste en implementar en el código de simulación global ciertas condiciones de contorno que

caracterizan su comportamiento y producen una variación de las propiedades termo-fluidas del flujo. La mayor parte de los códigos utilizan para modelar la condición de contorno de las uniones de conductos uno de los modelos siguientes:

- Modelo de presión constante.
- Modelo de pérdidas de presión.
- Modelo de volumen con coeficientes de descarga.

#### **a) Modelos de presión constante para uniones de conductos**

Es el modelo más simple y consiste en suponer que la presión estática al final de cada uno de los conductos es la misma para todas las ramas. Este método es muy simplificado y sólo puede ser utilizado en las fases previas de diseño. El modelo es válido cuando las velocidades del flujo en el interior de los conductos que forman la unión son relativamente bajas, es decir, se puede asumir la hipótesis de flujo "incompresible" y para flujo no estacionario cuando las ondas de presión son de pequeña amplitud. En este caso la unión queda definida por la relación de áreas entre sus ramas y no es preciso medir experimentalmente en el flujo de la unión de conductos, como es necesario en el modelo de pérdidas de presión.

Existen diferentes variantes sobre el modelo de presión constante. Una variación de éste es el modelo de presión constante de Benson (1964), en el que se considera que el volumen de la unión es pequeño con respecto al volumen de los conductos, y por lo tanto, el flujo en la unión es casi-estacionario. Según este modelo, cuando una onda de presión se propaga por la unión lo hace a través de un cambio brusco de área, que es como se comporta la unión de conductos, por lo tanto, puede reflejarse una onda de expansión en respuesta a la onda de presión de forma similar a como sucede en un ensanchamiento brusco.

El modelo de presión constante de Benson asume que el nivel de entropía estática para los flujos salientes es igual al nivel de entropía promedio de los flujos entrantes. Existen otros modelos, como el de Corberán (1992), donde la entalpía de remanso de los flujos salientes (nivel energético) igual para todos.

#### **b) Modelos de pérdidas de presión para uniones de conductos**

Debe ser considerado cuando la hipótesis anterior no puede ser considerada, es decir, en los casos de flujo "compresible" y cuando las uniones de conductos son diseñadas para producir elevadas pérdidas en direcciones preferenciales.

El modelo de pérdidas de presión consiste en caracterizar el comportamiento del flujo en la unión de conductos mediante un coeficiente de pérdidas, por lo tanto se requieren datos fiables y contrastados acerca del coeficiente de pérdidas para diferentes tipos de flujo y relaciones de gastos entre las ramas. Estos coeficientes pueden ser obtenidos experimentalmente, analíticamente o mediante simulación numérica.

Generalmente es necesario evaluar experimentalmente las pérdidas de presión en las uniones, aunque existen algunas ecuaciones empíricas y analíticas que pueden ser utilizadas cuando las hipótesis consideradas no suponen un alejamiento sustancial de las condiciones y características reales del flujo. La simulación numérica también puede ser utilizada para obtener información acerca del flujo en las uniones de conductos y con un post-procesado adecuado de los resultados numéricos, se puede obtener el coeficiente de pérdidas.

En algunas aplicaciones el flujo real es no estacionario, sin embargo, es comúnmente aceptado considerar que la caída de presión entre dos ramas cualesquiera en flujo no estacionario, es en cada instante, igual a la caída de presión entre esas dos ramas en flujo estacionario. Se considera, por lo tanto, que el flujo es casi-estacionario. Así, los ensayos experimentales y la simulación numérica pueden realizarse en flujo estacionario. Los coeficientes así obtenidos pueden ser utilizados para establecer la caída de presión instantánea causada por la unión en cada paso temporal de la simulación global del flujo teniendo en cuenta, además, otras variables que puedan influir en el valor del coeficiente.

La mayoría de los programas de simulación tanto estacionarios como no estacionarios, están basados en alguna de las siguientes hipótesis:

- Considerar una caída de presión estática entre los extremos de los conductos definida por medio de un coeficiente obtenido, generalmente, de forma experimental para cada geometría, tipo de flujo y relación de caudales.
- Utilizar una correlación para tener en cuenta la caída de presión estática, total o de remanso entre los extremos de los conductos en función de la relación de gastos máxicos entre ramas, número de Mach en la rama común, relación de áreas,...etc.
- Utilizar una ecuación analítica aproximada para estimar el coeficiente de pérdidas.

### **c) Modelo de volumen con coeficientes de descarga**

Otra aproximación consiste en incluir en el modelado del flujo en la unión un pequeño volumen en la confluencia de los conductos y olvidarse de la suposición de que el flujo es casi-estacionario. Pearson (1994), plantea una extensión del modelo de Benson haciendo una aproximación similar a la anterior. La diferencia está en que, adicionalmente, los

conductos que descargan a la unión (volumen) pueden tener un coeficiente de descarga. La ventaja de esta aproximación es que los efectos direccionales y las pérdidas de presión pueden ser introducidos en un modelo de presión constante. Los valores de los coeficientes de descarga deben ser estimados mediante ensayos experimentales, definiendo un coeficiente de descarga para relacionar el gasto real y el gasto en condiciones de flujo isoentrópico a través del elemento singular simulado.

El tratamiento de la unión de conductos como una condición de contorno, implica que entre las secciones de entrada y salida se producirá un "salto" en las magnitudes fluidas debido a la influencia de la geometría de ésta sobre el flujo e independientemente de los efectos de la fricción. La correcta caracterización de la unión de conductos mediante un coeficiente de pérdidas locales, requiere por tanto, que los efectos de la fricción se descuenten de las pérdidas totales del flujo. Miller (1978) estableció un procedimiento consistente en obtener las magnitudes fluidas extrapoladas hasta la unión, descontando los efectos de fricción. Este procedimiento requiere la medida experimental de la presión estática en diferentes secciones a lo largo de cada una de las ramas de la unión, con objeto de obtener el coeficiente de fricción para flujo desarrollado y a partir de éste obtener la presión estática extrapolada hasta la unión.

Este procedimiento no se ha utilizado de forma generalizada por todos los autores, incluso en algún caso las pérdidas por fricción no han sido descontadas, Benson y Woollatt (1964). En la mayoría de los casos las medidas se han tomado en la región donde el flujo no está totalmente desarrollado, lo que influye en la exactitud del cálculo del coeficiente de fricción y por tanto del coeficiente de pérdidas. Otra alternativa consiste en determinar experimentalmente en ensayos previos en tubo recto, el coeficiente de fricción de los conductos que posteriormente formarán las ramas de la unión, Christian *et al.* (2004) y Oka e Ito (2005).

Al considerar que la caída de presión medida en el tramo recto de cada rama, es en forma de presión estática, cuando en realidad en flujo subsónico compresible la fricción causa una pérdida de presión total y la caída de presión estática va acompañada de una disminución de la densidad y un aumento de la velocidad según la ecuación de continuidad, hace que el procedimiento de medida múltiple sea únicamente de total aplicación en flujo incompresible. En los casos de flujo compresible el método no es adecuado y el error cometido es más importante cuanto mayor sea el número de Mach.

En flujo compresible no existe un procedimiento para descontar los efectos de la fricción aceptado como válido de forma mayoritaria. Morimune *et al.* (1981) obtuvieron las presiones estáticas extrapoladas hasta la unión en flujo compresible correlacionando directamente las medidas en cada rama para distancias entre  $2D$  y  $30D$ . Abou-Haidar y Dixon (1992, 1994), midieron la presión estática en diferentes secciones distribuidas en cada una de las ramas, desde una distancia del orden de  $3D$  hasta  $16D$  respecto a la

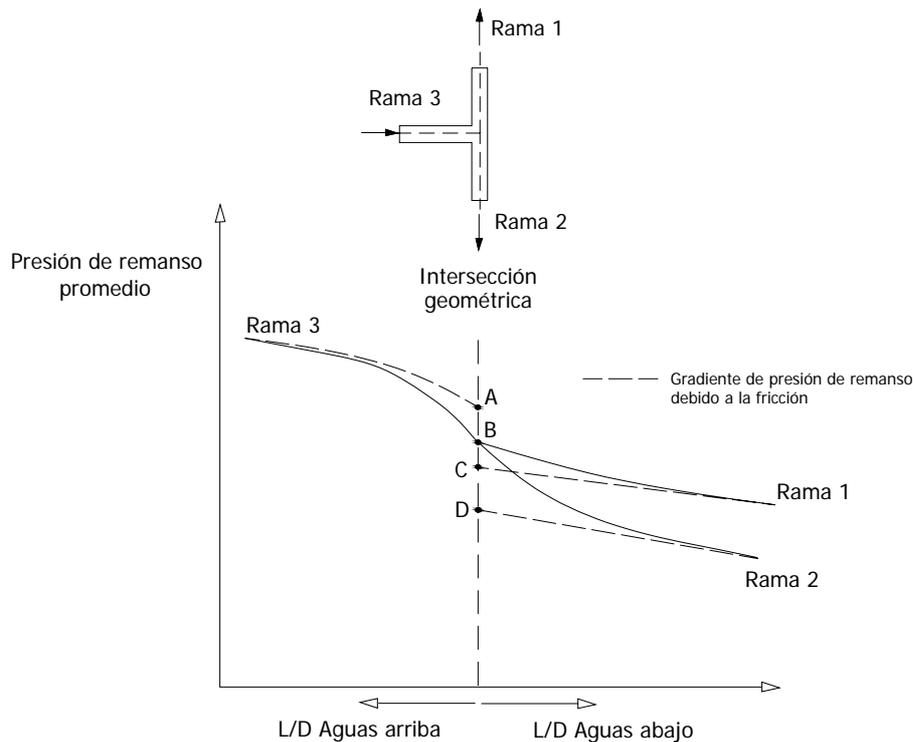
unión, y utilizaron un método basado en el de Miller (1978), explicado anteriormente para descontar los efectos de la fricción, consideraron que la diferencia de presión estática en el tramo medido estaba uniformemente distribuida en cada una de las ramas y que era debida únicamente a la fricción, a pesar de tratarse de un flujo compresible. Finalmente, a partir de las presiones estáticas descontando la fricción, según el sentido del flujo, obtuvieron una correlación mediante ajuste por mínimos cuadrados para extrapolar la presión estática hasta la unión. Conociendo el gasto másico, el área y la temperatura de remanso calcularon la temperatura estática extrapolada, el número de Mach y las presiones de remanso, determinando así el coeficiente de pérdidas.

Como aspectos criticables de la metodología empleada en los dos trabajos anteriores, se puede decir que se corrigen las presiones estáticas medidas, suponiendo que la caída de presión en el tramo recto de cada rama es en forma de presión estática, cuando en realidad en flujo esto no es así. Además, la consideración de flujo totalmente desarrollado cuando las distancias hasta la unión son del orden de las indicadas introduce una incertidumbre elevada en el cálculo del coeficiente de pérdidas. Por último, en el caso de Abou-Haidar y Dixon, al suponer una distribución uniforme de la caída de presión estática total medida se introduce también un error, ya que las pérdidas son proporcionales al cuadrado de la velocidad y debido al aumento de esta comentado anteriormente, las pérdidas se incrementan con la longitud.

En la figura 2.5 se ilustra este procedimiento. Se ha representado el “salto” de propiedades en la unión, para un caso de bifurcación de flujos con  $q \neq 0.5$ . En este caso, la rama “3” es de entrada y las ramas “1” y “2” son de salida. La línea continua representa la evolución de la presión de remanso del flujo real en la unión de conductos para una relación de gastos másicos dada. La línea a trazos representa la evolución de la presión de remanso que se tendría en cada una de las ramas, suponiendo que las únicas pérdidas que se tienen son debidas a la fricción. Así, se observa que en la rama “3” la presión de remanso extrapolada sería algo mayor a la real, mientras que en las ramas de salida las presiones de remanso extrapoladas son menores que la del flujo real.

Las presiones de remanso extrapoladas se pueden relacionar y adimensionalizar de diferentes formas dando lugar a distintas definiciones del coeficiente de pérdidas.

- Punto A** Presión de remanso extrapolada en la rama de entrada (rama 3, rama común).
- Punto B** Presión de remanso real en la intersección.
- Punto C** Presión de remanso extrapolada en la rama de salida 1.
- Punto D** Presión de remanso extrapolada en la rama de salida 2.



**Figura 2.5** Procedimiento para descontar las pérdidas por fricción. Variación de la presión de remanso en las proximidades de la unión.

### 2.3 DEFINICIONES DEL COEFICIENTE DE PÉRDIDAS

La pérdida de energía debida a la fricción en los tramos rectos y las pérdidas en los diferentes componentes y elementos singulares de un sistema de transporte de fluidos en general se suelen expresar, tradicionalmente, en función de la diferencia de presión estática, presión total o presión de remanso adimensionalizadas. Las pérdidas energéticas en los elementos singulares pueden ser debidas a diferentes causas:

- Esfuerzos de fricción de origen viscoso en el seno del fluido.
- Cambios bruscos de dirección y sección que pueden producir el desprendimiento de la capa límite interna con la posterior readhesión del flujo a la pared del conducto y mezclado turbulento.
- Transporte, transmisión de cantidad de movimiento, y fricción y deformación o estrangulamiento entre flujos que interactúan (unión de flujos).
- Expansión o remansamiento no isoentrópico del flujo (separación de flujos en bifurcaciones).

En la bibliografía disponible se pueden encontrar diferentes definiciones para el coeficiente de pérdidas en función del tipo de flujo y de las hipótesis consideradas. En general, el coeficiente de pérdidas adimensional, en componentes y elementos singulares

de redes es expresado como una diferencia de presiones estáticas adimensionalizado con la presión dinámica, aunque otras definiciones han sido propuestas o utilizadas por diferentes autores como,

$$K_{\text{est}} = \frac{p_u - p_d}{\frac{1}{2}\rho U^2}. \quad (2.3)$$

### 2.3.1 Flujo incompresible

En flujo incompresible las definiciones más utilizadas son las siguientes:

#### a) Benson

Benson (1964) dedujo un coeficiente de pérdidas a partir de la ecuación de cantidad de movimiento. El coeficiente de pérdidas se adimensionaliza con la cantidad de movimiento del flujo en cada una de las ramas. Al representar la caída de presión estática frente a la cantidad de movimiento de cada una de las ramas obtuvo una relación de tipo lineal que se separaba de la línea correspondiente a la ecuación teórica. El coeficiente de pérdidas definido representa la pendiente de la recta que correlaciona los datos,

$$(p_u - p_d)A = G_u u_u^2 - G_d u_d^2, \\ C_{ud} = \frac{p_u - p_d}{\rho_d U_d^2 - \rho_u U_u^2}. \quad (2.4)$$

#### b) Bingham y Blair

Bingham y Blair (1985) utilizaron la definición de Benson aunque la ecuación de cantidad de movimiento fue corregida por dos coeficientes obtenidos experimentalmente, uno en cada una de las ramas,

$$p_u - p_d = C_1 \rho_u u_u^2 - C_2 \rho_d u_d^2. \quad (2.5)$$

#### c) Coeficiente de pérdida de presión estática

El coeficiente de pérdidas también puede ser expresado como la diferencia de presión estática entre las ramas aguas arriba y aguas abajo de la unión dividida entre la presión estática en la rama común. Esta definición de coeficiente es utilizada por Chang *et al.* (1986) para correlacionar el coeficiente de pérdidas en pulso-convertidores y por Basset *et al.* (1999) para comparar los resultados experimentales obtenidos con las ecuaciones analíticas propuestas para uniones de geometría simple y compleja. Esta definición tiene la ventaja de que al ser representado el coeficiente con respecto al número de Mach al cuadrado muestra una relación de tipo prácticamente lineal.

$$L_{ud} = \frac{P_u - P_d}{P_c} . \quad (2.6)$$

Otros autores como Ito e Imai (1973), Oka *et al.* (1996) y Oka e Ito (2005) utilizan la definición más tradicional expresada en la ecuación (2.3) pero adimensionalizando la caída de presión estática con la presión dinámica en la rama común, es decir,

$$K_{est} = \frac{P_u - P_d}{\frac{1}{2} \rho U_c^2} , \quad (2.7)$$

tanto para unión de flujos (rama de salida) como de bifurcación de flujos (rama de entrada).

#### d) Coeficiente de pérdida de presión total

El coeficiente de pérdidas también se suele expresar tradicionalmente en flujo incompresible como la diferencia de presión total entre las ramas aguas arriba y aguas abajo de la unión dividida entre la presión dinámica en la rama común, es decir,

$$K_{i(ud)} = \frac{\left(p_u + \frac{1}{2} \rho U_u^2\right) - \left(p_d + \frac{1}{2} \rho U_d^2\right)}{\frac{1}{2} \rho U_c^2} = \frac{p_{tu} - p_{td}}{\frac{1}{2} \rho U_c^2} . \quad (2.8)$$

Esta definición ha sido utilizada principalmente por Miller (1978) y en la recopilación de datos ESDU (1973), que es una de las bases de datos más completas disponible en la literatura abierta, y también por otros autores como Christian *et al.* (2004) que expresó el coeficiente como,

$$K_{i(ud)} = \frac{P_u - P_d}{\frac{1}{2} \rho U_c^2} - \left(\frac{U_d}{U_c}\right)^2 + 1 - \frac{\Delta p_f}{\frac{1}{2} \rho U_c^2} , \quad (2.9)$$

con objeto de indicar explícitamente que las pérdidas por fricción en el conducto desde las secciones de medida hasta la unión, deben ser descontadas de la diferencia de presiones estáticas medida.

### 2.3.2 Flujo compresible

Para flujo compresible también se han propuesto diferentes definiciones de coeficiente de pérdidas. Los primeros ensayos experimentales con aire como fluido de trabajo fueron realizados por Benson (1964), si bien los resultados fueron tratados y correlacionados de la misma forma que si se tratara de flujo incompresible.

**a) Ecuación de Dadone**

Dadone (1973) también realizó sus ensayos con aire y comparó los resultados obtenidos del coeficiente de pérdidas de presión estática y de presión total definidos anteriormente en (2.7) y (2.8) con otros autores para flujo incompresible para diferentes relaciones de gasto entre ramas y números de Mach en el intervalo  $0.08 \leq M_c \leq 0.35$ . Además, propuso correlaciones cuadráticas del tipo,

$$\frac{(\beta_i) - 1}{M_c^2} = a_i \left( \frac{M_i}{M_c} \right)^2 + b_i \left( \frac{M_i}{M_c} \right) + c_i, \quad (i = 2,3) \quad (2.10)$$

siendo  $\beta_i = p_i/p_c$ , la relación de presiones estáticas entre una rama dada y la común. Mediante las cuales se produce el colapso sobre una misma línea de los datos obtenidos para diferentes números de Mach en la rama común.

**b) Ecuación de Morimune**

Morimune *et al.* (1981) propusieron un coeficiente de pérdidas basado en la definición de Ito para flujo incompresible, ecuación (2.7). El coeficiente viene definido como la relación entre la diferencia de presiones de remanso aguas arriba y aguas abajo y la presión dinámica en la rama común, es decir,

$$K_{ud} = \frac{P_{0u} - P_{0d}}{\frac{1}{2} \rho_c U_c^2}. \quad (2.11)$$

Propuso también una ecuación que permitía estimar los efectos de la compresibilidad del flujo correlacionando el coeficiente de pérdidas de flujo incompresible con el de flujo compresible de la forma,

$$\frac{K_c}{K_i} = 1 + \alpha M^\beta, \quad (2.12)$$

siendo  $K_c$  y  $K_i$ , los coeficientes para flujo compresible e incompresible, respectivamente, siendo  $\alpha$  y  $\beta$  determinados experimentalmente.

**c) Ecuación de Miller**

Miller (1984) propuso una definición del coeficiente basada en la extensión a flujo compresible de la definición del coeficiente de pérdidas de presión total para flujo incompresible,

$$K_{ud} = \frac{P_{0u}^* - P_{0d}^*}{P_{0c}^* - P_c^*}. \quad (2.13)$$

Esta definición fue utilizada por Abou-Haidar y Dixon (1992, 1994) para representar los coeficientes de pérdidas obtenidos en los ensayos experimentales realizados sobre uniones tipo "Y" y tipo "T" para diferentes ángulos de la rama lateral, en lo que constituye la base de datos más extensa para flujo compresible en uniones de conductos que existe en la literatura abierta y que se va a utilizar en este estudio. Los resultados para este coeficiente obtenidos por Abou-Haidar y Dixon, muestran cierta irregularidad y dispersión, y no muestran una relación matemática con el número de Mach ni con la relación de gastos másicos entre ramas. Además, la variación del coeficiente con respecto al número de Mach es muy pequeña sobre todo en los casos de bifurcación de flujos.

#### d) Ecuación de Linnhoff

Por otro lado, y de forma alternativa el comportamiento de una unión de conductos se puede caracterizar mediante un coeficiente de descarga que relaciona el gasto real con el gasto másico que circularía si el flujo fuese isentrópico,

$$C_{D(ud)} = \frac{G_{real}}{G_{ideal}} = \frac{\rho_d U_d}{\frac{P_{0u}}{\sqrt{R_g T_{0u}}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left[ \left( \frac{P_d}{P_{0u}} \right)^{2/\gamma} - \left( \frac{P_d}{P_{0u}} \right)^{\gamma+1/\gamma} \right]}}. \quad (2.14)$$

#### e) Ecuación de Kesgin

Kesgin (2005) define un coeficiente de pérdidas de energía totalmente diferente a los anteriores ya que está basado en la diferencia de entalpía total entre la entrada y la salida de la unión,

$$\Delta H_{loss} = \sum_{IN} \Delta H_{S,tot} - \sum_{OUT} \Delta H_{S,tot}. \quad (2.15)$$

siendo  $\Delta H_{S,tot} = \Delta H_S + E_K$ , la variación de entalpía isentrópica total, que es la suma de la entalpía isentrópica  $\Delta H_S = G(h - h_s)$  y la energía cinética  $E_K = \frac{1}{2} mU^2$ . La entalpía isentrópica es la entalpía del flujo menos la entalpía después de una expansión isentrópica hasta la presión ambiente.

### **3. Modelo matemático del flujo compresible estacionario en uniones de conductos**

En este capítulo se formula el sistema de ecuaciones que define el problema de flujo compresible estacionario en uniones de conductos, teniendo en cuenta las simplificaciones que se pueden aplicar en función de las hipótesis consideradas, y se definen las leyes constitutivas del medio y las relaciones para algunas de las propiedades físicas involucradas, como la viscosidad dinámica y las relaciones termodinámicas de interés.

Se formula también el modelo de turbulencia  $k-\omega$  SST, utilizado en las simulaciones numéricas, las funciones de pared estándar implementadas en Fluent y los modelos utilizados para la rugosidad, producción y tasa de disipación de la energía cinética turbulenta.

### 3.1 MODELO MATEMÁTICO DEL FLUJO EN UNIONES DE CONDUCTOS

El sistema de ecuaciones para flujo turbulento compresible 3D en conductos es el sistema de ecuaciones de Navier-Stokes formado por las ecuaciones de conservación de la masa, cantidad de movimiento y energía. Este sistema de ecuaciones puede ser promediado y formulado para las componentes medias de las magnitudes fluidas involucradas, dando lugar al sistema de ecuaciones de Reynolds del movimiento medio, que puede ser expresado en coordenadas cartesianas y notación tensorial de la siguiente manera,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0, \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u'_i u'_j}) = \\ & = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \left( \mu_v - \frac{2}{3} \mu \right) \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right] - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho f_{mi}, \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho h_0) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i h_0) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho c_p u'_i T'_0}) = & \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ u_i \left[ \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \left( \mu_v - \frac{2}{3} \mu \right) \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right] \right\} - \\ & - \frac{\partial}{\partial x_i} \left( k \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \dot{Q}_r + \dot{Q}_q + \rho f_{mi} u_i, \end{aligned} \quad (3.3)$$

donde la ecuación de la energía ha sido formulada en función de la entalpía de remanso.

En el caso en estudio se pueden considerar las siguientes hipótesis:

- Flujo estacionario. El sistema de ecuaciones también sería de aplicación en flujo casi-estacionario, es decir, cuando el número adimensional de Strouhal sea  $St \ll 1$  y, por lo tanto, el tiempo de residencia sea mucho menor que el tiempo característico de variación del flujo en caso de ser este no-estacionario.
- Flujo adiabático. No existe transferencia de calor entre el fluido y el exterior, bien porque el conducto está aislado térmicamente o porque es de corta longitud, en cuyo caso se podría considerar casi-adiabático. Tampoco se considera transmisión de calor por radiación o reacción química.
- Fuerzas másicas despreciables.
- Gas caloríficamente perfecto

$$c_p = \text{Cte}, \quad c_v = \text{Cte}, \quad R_g = \text{Cte} \quad \text{y} \quad \gamma = \text{Cte}. \quad (3.4)$$

- Viscosidad molecular  $\mu$ , en función de la temperatura según la ley de Sutherland

$$\mu = \mu_{\text{ref}} \left( \frac{T}{T_{\text{ref}}} \right)^{3/2} \frac{T_{\text{ref}} + T_{\text{eff}}}{T + T_{\text{eff}}}, \quad (3.5)$$

siendo,  $\mu$ , la viscosidad molecular a una temperatura dada en Pa.s,  $T$  la temperatura estática en K,  $\mu_{\text{ref}} = 1,7894 \cdot 10^{-5}$  Pa.s una viscosidad de referencia del aire a la temperatura de referencia  $T_{\text{ref}} = 273,11$  K, y  $T_{\text{eff}} = 110,56$  K una temperatura efectiva.

Teniendo en cuenta las simplificaciones anteriores y agrupando términos, el sistema de ecuaciones anterior se puede expresar de forma compacta como,

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0, \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{\text{eff}}^i, \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i h_0) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( u_i \tau_{\text{eff}}^j \right) = u_i \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{\text{eff}}^j + \Phi_{v,i}, \quad (3.8)$$

donde  $\tau_{\text{eff}}^i$  es el tensor de esfuerzos efectivo o aparente, suma del tensor de esfuerzos viscosos de las componentes medias definido según la ley de Navier-Poisson para fluidos isotrópicos y del tensor de esfuerzos turbulentos o de Reynolds

$$\tau_{\text{eff}}^i = \tau_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{\rho u'_i u'_j}) = \left[ \mu_{\text{eff}} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \left( \mu_{\text{veff}} - \frac{2}{3} \mu_{\text{eff}} \right) \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right], \quad (3.9)$$

el tensor de esfuerzos viscosos para las componentes medias  $\tau_{ij}$  es

$$\tau_{ij} = \left[ \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \left( \mu_v - \frac{2}{3} \mu \right) \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right], \quad (3.10)$$

el tensor de esfuerzos turbulentos o de Reynolds  $-\overline{\rho u'_i u'_j}$  es, según la hipótesis de Boussinesq

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \left[ \mu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} (\rho k + \mu_t) \delta_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right], \quad (3.11)$$

donde

$$\mu_{\text{eff}} = \mu + \mu_t, \quad (3.12)$$

y en la ecuación de conservación de la energía expresada en función de la entalpía de remanso,  $\Phi_v$  es la función de disipación de Rayleigh, que contiene dos contribuciones, una asociada al movimiento medio y otra al movimiento de agitación turbulento, tendiendo ambos a degradar la energía mecánica y convertirla en energía térmica,

$$\Phi_v = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2 + \mu \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)^2 . \quad (3.13)$$

El sistema de ecuaciones de Reynolds se completa con la ecuación de estado de los gases perfectos y la relación termodinámica para la entalpía estática

$$p = \rho R_g T , \quad (3.14)$$

$$h = c_p T . \quad (3.15)$$

## 3.2 MODELO NUMÉRICO

El modelo numérico está formado por el sistema de ecuaciones formulado en el apartado anterior [ecuaciones (3.6), (3.7) y (3.8)] y completado con: la ecuación de los gases perfectos (3.14), las relaciones termodinámicas para la entalpía estática (3.15), la viscosidad molecular (3.5) en función de la temperatura, el calor específico a presión constante (3.4) y un conjunto de ecuaciones adicionales para modelar los términos del esfuerzo cortante turbulento y la disipación turbulenta de calor generados al realizar el promediado de los términos del flujo convectivo de cantidad de movimiento y energía, denominado modelo de turbulencia.

En este estudio se ha utilizado el modelo de turbulencia de dos ecuaciones  $k - \omega$  SST (Shear-Stress Transport) desarrollado por Menter (1992). Está basado en la hipótesis de Boussinesq y, por lo tanto, se considera que la turbulencia es de naturaleza isotrópica, siendo la principal característica de este modelo de turbulencia, que la viscosidad turbulenta es redefinida para tener en cuenta el transporte del esfuerzo cortante principal. Otras características pueden consultarse en Wilcox (2000).

En el modelo  $k - \omega$  la condición de contorno pared es tratada de la misma forma que cuando se utiliza el modelo  $k - \varepsilon$  con tratamiento mejorado de la condición de contorno pared (enhanced wall treatment). Así, cuando  $y^+ > 30$  se utilizan las leyes de pared estándar (standard wall-function), mientras que cuando  $y^+ \leq 30$  se aplica la condición de contorno para bajo número de Reynolds (low-Reynolds-number boundary condition). En la resolución del flujo en la región fuera de la capa límite es donde la formulación del modelo SST presenta mayores ventajas respecto al modelo  $k - \varepsilon$ , en sus diferentes opciones, y al modelo  $k - \omega$  standard.

En el apartado 4.2.2 se detalla el procedimiento seguido para seleccionar el modelo de turbulencia más adecuado al flujo estudiado.

### 3.2.1 Modelo $k - \omega$ SST

El modelo  $k - \omega$  SST (shear-stress transport) es un modelo empírico basado en el modelado de las ecuaciones de transporte para la energía cinética turbulenta " $k$ " y para la tasa de disipación específica de energía cinética turbulenta " $\omega$ ". Es una variación del modelo  $k - \omega$  standard en el que la definición de viscosidad turbulenta es modificada para tener en cuenta el transporte de esfuerzo cortante turbulento principal. Esta característica optimiza los resultados respecto a los modelos  $k - \omega$  standard y  $k - \varepsilon$ . Además, incluye otras modificaciones como la adición de un término de "difusión transversal" en la ecuación de " $\omega$ " y una función de promediado para asegurar que el

modelo se comporta adecuadamente tanto en las zonas próximas a la pared como en el núcleo del flujo. Las ecuaciones son:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k + S_k, \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega, \quad (3.17)$$

siendo  $G_k$  la generación de energía cinética turbulenta debido a los gradientes de velocidad media,  $G_\omega$  la generación de  $\omega$ ,  $\Gamma_k$  y  $\Gamma_\omega$  representan la difusividad efectiva de  $k$  y  $\omega$ , respectivamente,  $Y_k$  e  $Y_\omega$  representan la disipación de  $k$  y  $\omega$  debido a la turbulencia,  $D_\omega$  es el término de difusión cruzada y,  $S_k$  y  $S_\omega$  son términos fuente. Las constantes del modelo son definidas por defecto en el código.

La difusividad efectiva viene dada por

$$\Gamma_k = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}, \quad \Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega}, \quad (3.18)$$

siendo  $\sigma_k$  y  $\sigma_\omega$  los números de Prandtl turbulentos para  $k$  y  $\omega$ , y  $\mu_t$  la viscosidad turbulenta definida por

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max \left[ \frac{1}{\alpha^*}, \frac{\Omega F_2}{\alpha_1 \omega} \right]}, \quad (3.19)$$

donde

$$\Omega = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}, \quad \sigma_k = \frac{1}{\frac{F_1}{\sigma_{k,1}} + \frac{1-F_1}{\sigma_{k,2}}}, \quad \sigma_\omega = \frac{1}{\frac{F_1}{\sigma_{\omega,1}} + \frac{1-F_1}{\sigma_{\omega,2}}},$$

$\Omega_{ij}$  es el tensor de velocidad de giro medio,  $\alpha^*$  es un coeficiente que amortigua la viscosidad turbulenta corrigiendo los resultados en las zonas de bajos números de Reynolds, y para altos números de Reynolds  $\alpha^* = \alpha_\infty^* = 1$ , con

$$\alpha^* = \alpha_\infty^* \left( \frac{\alpha_0^* + (\text{Re}_t/\text{Re}_k)}{1 + (\text{Re}_t/\text{Re}_k)} \right), \quad (3.20)$$

siendo  $\text{Re}_t = \rho k / \mu \omega$ ,  $\text{Re}_k$  y  $\alpha_0^*$  constantes del modelo.

Las funciones de promediado  $F_1$  y  $F_2$  vienen dadas por

$$F_1 = \operatorname{tgh}(\phi_1^4), \quad (3.21)$$

$$F_2 = \operatorname{tgh}(\phi_2^2), \quad (3.22)$$

siendo

$$\phi_1 = \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right), \frac{4\rho k}{\sigma_{\omega,2} D_{\omega}^+ y^2} \right],$$

$$D_{\omega}^+ = \max \left[ 2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega,2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right],$$

$$\phi_2 = \max \left[ 2 \frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y^2}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right],$$

donde "y" es la distancia a la pared,  $D_{\omega}^+$  es la parte positiva del término de la difusión transversal.

Los términos de producción de turbulencia se expresan de la forma

$$G_k = -\overline{\rho u_i u_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad \text{y} \quad G_{\omega} = \frac{\alpha}{\nu_t} G_k, \quad (3.23)$$

que según la hipótesis de Boussinesq  $G_k = \mu_t S^2$ , siendo S el módulo del tensor de esfuerzos medio y

$$\alpha = \frac{\alpha_{\infty}}{\alpha^*} \left( \frac{\alpha_0 + (\operatorname{Re}_t / \operatorname{Re}_w)}{1 + (\operatorname{Re}_t / \operatorname{Re}_w)} \right), \quad (3.24)$$

con

$$\alpha_{\infty} = F_1 \alpha_{\infty,1} + (1 - F_1) \alpha_{\infty,2},$$

$$\alpha_{\infty,1} = \frac{\beta_{i,1}}{\beta_{\infty}^*} - \frac{k^2}{\sigma_{w,1} \sqrt{\beta_{\infty}^*}}, \quad \alpha_{\infty,2} = \frac{\beta_{i,2}}{\beta_{\infty}^*} - \frac{k^2}{\sigma_{w,2} \sqrt{\beta_{\infty}^*}},$$

donde "k",  $\beta_{i,1}$  y  $\beta_{i,2}$  son constantes del modelo.

Los términos de disipación de la turbulencia son

$$Y_k = \rho \beta^* k \omega \quad \text{y} \quad Y_{\omega} = \rho \beta \omega^2, \quad (3.25)$$

siendo

$$\beta^* = \beta_i^* [1 + \xi^* F_{(M)}], \quad \beta = \beta_i \left[ 1 - \frac{\beta_i^*}{\beta_i} \xi^* F_{(M)} \right], \quad \beta_i = F_1 \beta_{i,1} + (1 - F_1) \beta_{i,2},$$

$\xi^*$ ,  $R_{\beta}$ ,  $\beta_{\infty}^*$ ,  $\beta_{i,1}$  y  $\beta_{i,2}$  constantes del modelo.

La difusión transversal es

$$D_{\omega} = 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega,2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}. \quad (3.26)$$

La función de corrección para tener en cuenta los efectos de compresibilidad es

$$F_{(M_t)} = \begin{cases} 0 & M_t \leq M_{t0} \\ M_t^2 - M_{t0}^2 & M_t > M_{t0} \end{cases}, \quad (3.27)$$

siendo  $\beta_i^* = \beta_{\infty}^*$  para altos números de Reynolds,  $\beta^* = \beta_i^*$  para flujo incompresible y

$$M_t^2 = \frac{2k}{a^2}, \quad a = \sqrt{\gamma RT}, \quad M_{t0} = 0.25.$$

### 3.2.2 Funciones de pared estándar

La ley de pared que modela el perfil de velocidades medias en la capa límite es la función de pared estándar, propuesta por Launder y Spalding como

$$U^* = \frac{1}{k} \ln(Ey^*), \quad (3.28)$$

siendo

$$U^* = \frac{U_p C_{\mu}^{1/4} k_p^{1/2}}{\tau_w / \rho}, \quad (3.29)$$

$$y^* = \frac{\rho C_{\mu}^{1/4} k_p^{1/2} y_p}{\mu}, \quad (3.30)$$

$k = 0.42$  es la constante de von Karman,  $E$  es una constante empírica,  $\mu$  es la viscosidad dinámica del fluido,  $U_p$  y  $k_p$  son la velocidad media del flujo y la energía cinética turbulenta en el punto "p" e  $y_p$  es la distancia del punto "p" a la pared.

Esta ecuación logarítmica es válida para  $y^* > 30 \div 60$ . El código la utiliza siempre que  $y^* > 11.225$ . En caso contrario se aplica  $U^* = y^*$ .

Las leyes de pared están basadas, por lo tanto, en  $y^*$  y no en  $y^+ = \rho u_{\tau} y / \mu$ , aunque cuando la capa límite está en equilibrio son prácticamente iguales.

### 3.2.3 Modelado de la rugosidad de la pared

Cuando la pared del conducto es rugosa la ley de pared se ve modificada. Los experimentos realizados en conductos rugosos demuestran que la pendiente de la zona logarítmica del perfil de velocidades es la misma, sin embargo, la ordenada en el origen toma valores diferentes,

$$\frac{u_p u^*}{\tau_w / \rho} = \frac{1}{k} \ln \left( \frac{E \rho u^* y_p}{\mu} \right) - \Delta B, \quad (3.31)$$

siendo

$$u^* = C_{\mu}^{1/4} k^{1/2} \quad \text{y} \quad \Delta B = \frac{1}{k} \ln f_{\tau},$$

$f_{\tau}$  es una función de la rugosidad que cuantifica la desviación del punto de corte con la ordenada en el origen debido al efecto de la rugosidad y  $\Delta B$  depende, en general, del tipo y uniformidad de la rugosidad y del tamaño.

La rugosidad adimensional se define como

$$K_s^+ = \frac{\rho K_s u^*}{\mu}, \quad (3.32)$$

siendo  $K_s$  la altura de la rugosidad física. Los datos experimentales demuestran que  $f_{\tau}$  no es una función simple de  $K_s^+$ , pero toma diferentes formas, dependiendo del valor de ésta. Se han observado tres regímenes:

- Hidráulicamente liso,  $K_s^+ \leq 2.25$  (los efectos de la rugosidad son despreciables).
- Transición,  $2.25 \leq K_s^+ \leq 90$  (la rugosidad empieza a ser importante).
- Totalmente rugoso,  $K_s^+ \geq 90$  (el efecto de la rugosidad es dominante).

El código implementa las correcciones de Cebeci y Bradshaw para cada régimen basado en datos de Nikuradse, es decir,

- Hidráulicamente liso,  $\Delta B = 0$ .
- Transición,  $\Delta B = \frac{1}{k} \ln \left[ \frac{K_s^+ - 2.25}{87.75} + C_s K_s^+ \right] \text{sen} \left\{ 0.4258 (\ln K_s^+ - 0.811) \right\}$ ,  
siendo  $C_s$  un coeficiente que depende del tipo de rugosidad y varía de 0 ÷ 1
- Totalmente rugoso,  $\Delta B = \frac{1}{k} \ln (1 + C_s K_s^+)$ .

### 3.2.4 Condición de contorno pared para la energía cinética turbulenta

La condición de contorno pared en la ecuación de  $k$  en el modelo  $k-\omega$  es tratada del mismo modo que en que la ecuación de  $k$  en el modelo  $k-\varepsilon$ , cuando se emplea la opción "enhanced wall treatment". Es decir, que para mallas que necesariamente hayan de emplear funciones de pared, el código automáticamente impondrá dichas funciones de pared ( $y^* > 30 \div 60$ ). En cambio, cuando la malla haya sido diseñada de modo tal que exista un gran número de celdas en el contorno de la pared mediante las que se pueda calcular la capa límite y no emularla ( $y^* < 1$ ), se aplicará automáticamente la formulación del modelo para bajos números de Reynolds.

### 3.2.5 Condición de contorno pared para la tasa de disipación específica de energía cinética turbulenta

El valor de  $\omega$  en la pared es

$$\omega = \frac{\rho u^{*2} \omega^+}{\mu}, \quad (3.33)$$

siendo  $\omega^+$  en la "subcapa viscosa",

$$\omega^+ = \min\left(\omega_\omega^+, \frac{6}{\beta_\infty^* y^{+2}}\right), \quad (3.34)$$

$$\text{con } \omega_\omega^+ = \begin{cases} (50/K_s^+)^2 & K_s^+ < 25 \\ 100/K_s^+ & K_s^+ \geq 25 \end{cases} \quad K_s^+ = \max\left(1.0, \frac{\rho K_s u^*}{\mu}\right),$$

en la "región logarítmica",

$$\omega^+ = \frac{1}{\sqrt{\beta_\infty^*}} \frac{du_{\text{turb}}^+}{dy^+}. \quad (3.35)$$

El valor de  $\omega$  en la "celda pared" es

$$\omega = \frac{u^*}{ky\sqrt{\beta_\infty^*}}. \quad (3.36)$$

Si la "celda pared" está situada en la región de transición el código toma para  $\omega^+$  un valor mixto entre los valores logarítmico y de la subcapa viscosa.

## 4. Instalación y procedimiento experimental

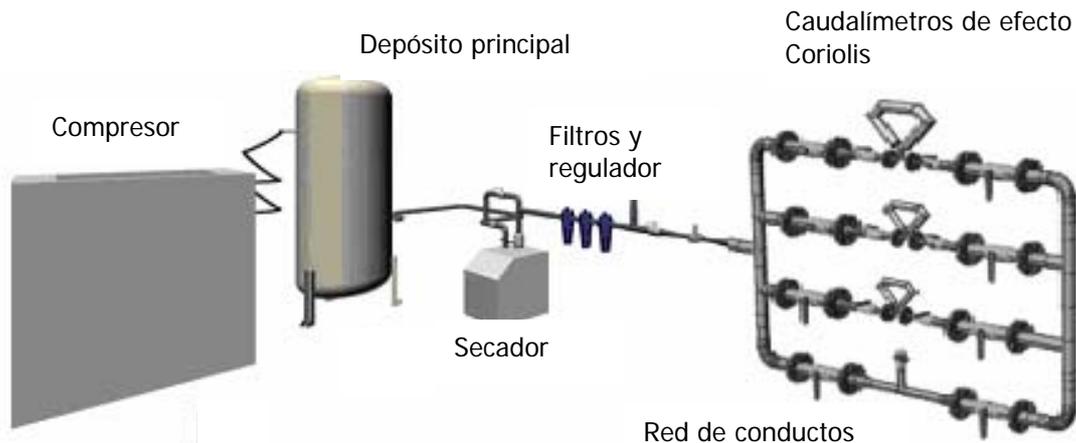
La obtención de resultados experimentales fiables tiene en la actualidad una gran importancia ya que, además de su valor intrínseco, permiten validar los resultados obtenidos mediante simulación numérica y de esta forma aplicar las metodologías desarrolladas a otros problemas de naturaleza similar en los que no resulte viable la caracterización experimental, o ésta sea muy costosa.

En este capítulo se describe la instalación experimental de propósito general desarrollada para realizar ensayos de caracterización experimental del flujo compresible en conductos y elementos singulares, detallándose también el procedimiento y el montaje experimental específico realizado para el ensayo de uniones de conductos.

Por último, se describe la metodología de procesamiento de los datos experimentales y se resumen las características de la instrumentación utilizada, así como, los resultados obtenidos en el cálculo de la incertidumbre de las magnitudes fluidas medidas experimentalmente y la propagación de dichas incertidumbres en el cálculo de los parámetros adimensionales más significativos como la relación de gastos máxicos entre ramas, el número de Mach y el coeficiente de pérdidas de presión de remanso definido por Miller.

## 4.1 DESCRIPCIÓN DEL BANCO DE FLUJO

El banco de flujo, desarrollado por el Grupo de Investigación de Mecánica de Fluidos, es de funcionamiento en impulsión y consta de un compresor de tornillo como sistema de generación de aire comprimido, un sistema de tratamiento del aire formado por un secador frigorífico, una línea de filtrado y un regulador de presión, y dos depósitos, uno principal de 1500 litros de capacidad y otro auxiliar de 500 litros para ensayos no estacionarios, ya que se dispone también de una válvula rotativa de disco obturador y de la instrumentación necesaria para realizar este tipo de ensayos. El aire, convenientemente tratado, es dirigido a una red de tuberías formada por cuatro conductos en paralelo, en tres de los cuales hay acoplados sendos caudalímetros de efecto Coriolis para la medida del gasto másico. También se puede utilizar en aplicaciones docentes relacionadas con el estudio de procesos de descarga en toberas convergentes o convergente-divergentes en flujo compresible. En ambos depósitos se dispone de sensores para la medida de presiones y temperaturas. En la figura 4.1 se muestra una vista general de los principales componentes del banco de flujo.



**Figura 4.1** Vista general del banco de flujo desarrollado.

### 4.1.1 Compresor

El sistema de generación de aire comprimido consta principalmente de un compresor de tornillo accionado por un motor eléctrico trifásico de 46.8 kW de potencia. La presión absoluta de salida puede ser regulada entre 0.2 y 0.8 MPa, y el gasto másico de aire máximo que puede suministrar es de 0.12 kg/s. En la tabla 4.1 se indican las características técnicas más importantes del compresor instalado.

Modelo	RL-50 Puska Pneumatic
<b>Condiciones de aspiración:</b>	
Presión del aire de admisión	1 bar
Temperatura del aire de admisión	20°C
Humedad relativa del aire	70%
<b>Condiciones de operación:</b>	
Presión de trabajo	Máxima 8 bar. Mínima 4 bar
Gasto másico máximo instalado a 8 bar	0.12 kg/s
Régimen de giro	3280 rev/min
Temperatura ambiente recomendada	Máxima 40°C Mínima 0°C
<b>Características generales:</b>	
Refrigeración	Aire/Aire. Caudal 6000 m <sup>3</sup> /h
Nivel sonoro a 1 m	72 dB
Dimensiones	1330 x 1130 x 1720 mm
Peso	760 kg

**Tabla 4.1** Características técnicas del compresor.

#### 4.1.2 Depósitos

El aire comprimido se almacena en uno o varios depósitos cuyas dimensiones se eligen según la capacidad del compresor, el sistema de regulación, la presión de trabajo y las variaciones estimadas en el consumo de aire. En el banco de flujo se dispone de dos depósitos; uno primario con una capacidad de 1500 litros para mantener las condiciones de remanso lo más constantes posible frente a las fluctuaciones del compresor y amortiguar las ondas de presión; y otro secundario con una capacidad de 500 litros para ensayos en régimen no estacionario como sistema de alimentación de la válvula rotativa. En ambos depósitos se miden las condiciones de presión y temperatura de remanso.

#### 4.1.3 Sistema de tratamiento del aire comprimido

El tratamiento del aire comprimido consiste en reducir la cantidad de partículas sólidas, vapor de agua y vapor de aceite. El secado del aire comprimido se puede realizar mediante diferentes sistemas: condensación, absorción, adsorción o sistemas combinados. En este caso se ha optado por un secador por condensación mediante refrigeración convencional, en el cual el aire se enfría hasta que la presión parcial del vapor de agua excede a su presión de saturación. De todos los métodos de secado, éste es el más sencillo. Su régimen de operación es continuo y no necesita agentes desecantes.

Tanto el compresor como el secador incorporan filtros que son capaces de eliminar las partículas sólidas y el contenido de aceite hasta 3 p.p.m. Sin embargo, los requerimientos de uso para ensayos de investigación y utilización de instrumentación electrónica requiere la instalación de un sistema de filtrado complementario. En este caso, el sistema de filtrado se compone de tres filtros dispuestos en serie. A la salida de

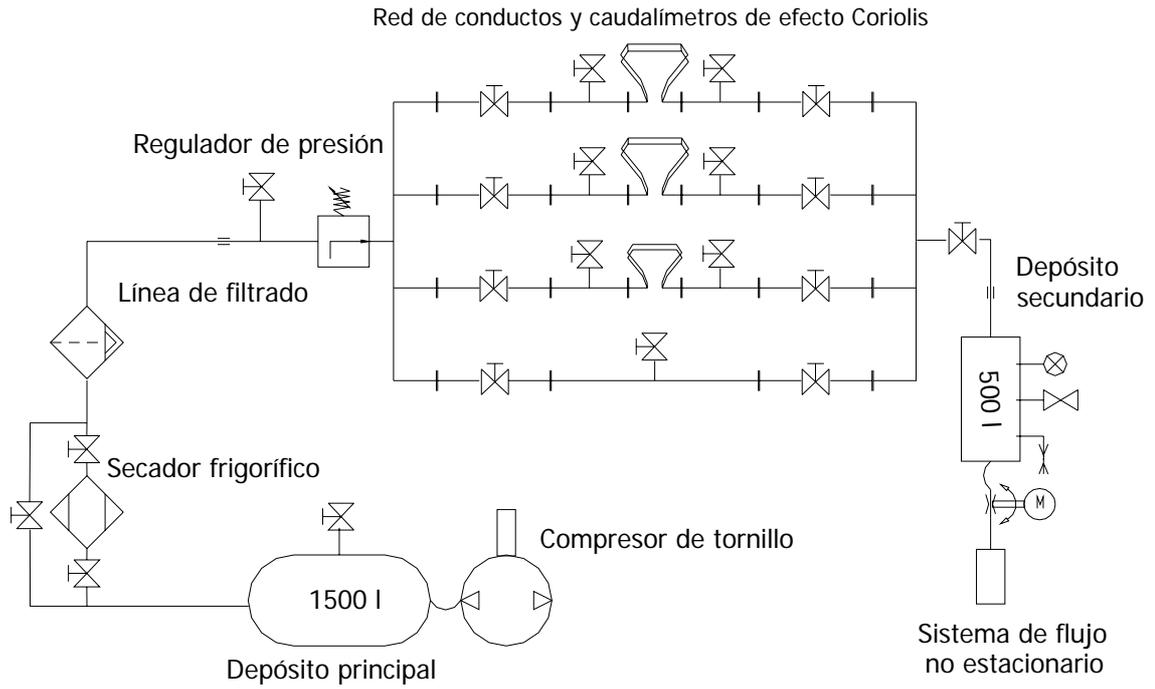
la línea de filtrado se dispone de una válvula de venteo para regulación del caudal de entrada a la red de conductos, y de un regulador de presión. En la tabla 4.2 se resumen las características del secador instalado.

Modelo	PSD-0375 Puska Pneumatic
<b>Condiciones de operación:</b>	
Presión de trabajo	7 bar
Caudal nominal	6250 l/min
Temperatura de rocío	+3°C
Presión máxima de entrada	16 bar
Temperatura máxima del aire de entrada	35°C
<b>Características generales:</b>	
Fluido de refrigeración	20°C
Nivel sonoro a 1 m	65 dB
Alimentación	Monofásica 220 V
Potencia	0.96 kW

**Tabla 4.2** Características del secador frigorífico.

#### 4.1.4 Red de conductos

A la salida del regulador de presión se dispone de una red formada por cuatro conductos conectados en paralelo. En tres de estos conductos se dispone de sendos caudalímetros de efecto Coriolis para la medida del gasto másico. Cada uno de los conductos dispone de dos válvulas de seccionamiento, una a la entrada y otra a la salida. A su vez, cada caudalímetro dispone también de dos derivaciones, una aguas arriba y otra aguas abajo, que permiten el conexionado mediante manguera flexible de las ramas de las uniones de conductos para las distintas configuraciones de flujo que se deban ensayar. En la figura 4.2 se muestra una representación esquemática de todos los componentes del banco de flujo.



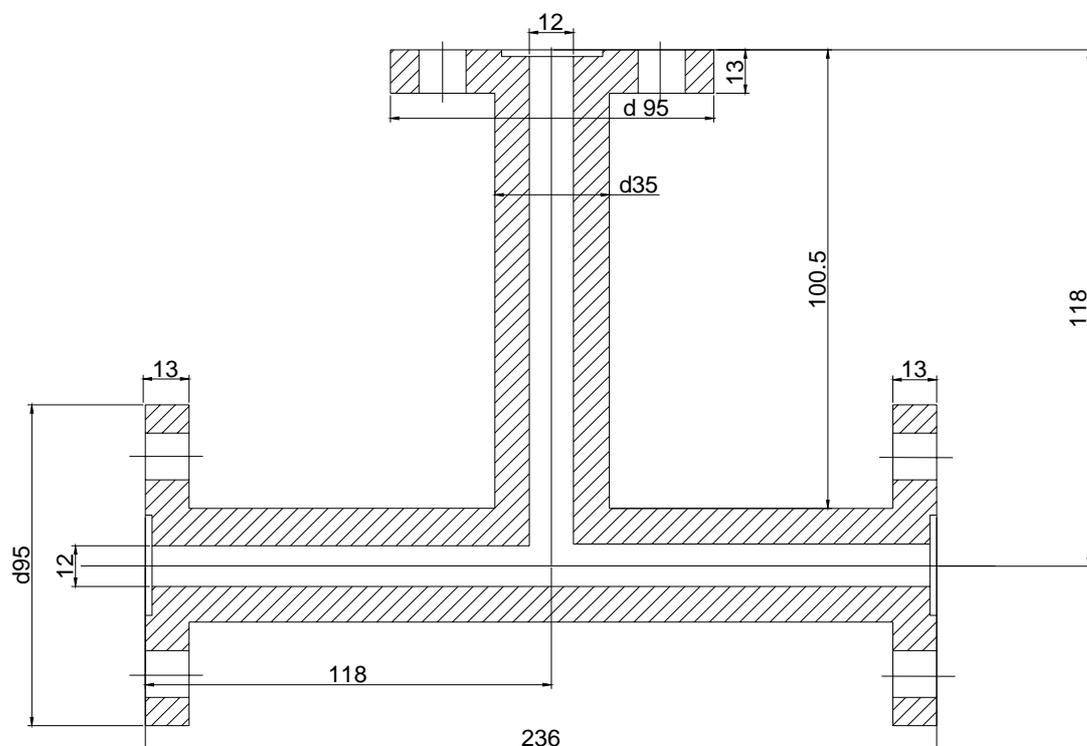
**Figura 4.2** Esquema general del banco de flujo.

## 4.2 MONTAJE PARA EL ENSAYO DE UNIONES Y METODOLOGÍA EXPERIMENTAL

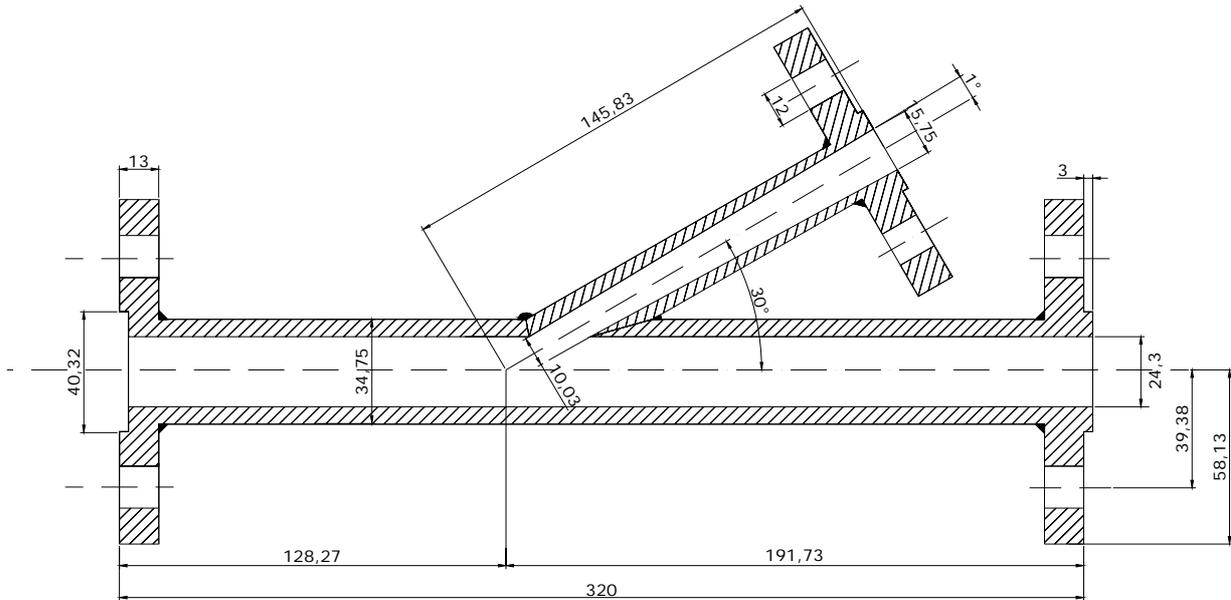
Los resultados experimentales se han obtenido en el banco de flujo descrito en el apartado anterior. En este apartado, se describe la metodología seguida para la realización de los ensayos experimentales de validación y los montajes experimentales desarrollados para la caracterización de las uniones, que se acoplan en paralelo a la red de conductos del banco de flujo a través de mangueras de elastómero flexible.

### 4.2.1 Características geométricas de las uniones ensayadas

Se han ensayado dos tipos de uniones, una unión tipo "T" a  $90^\circ$  y una unión direccional a  $30^\circ$  tipo pulsoconvertidor modular como las descritas en el apartado 2.1.2. En ambos tipos de unión los conductos son coplanarios y de sección circular. Para la unión de geometría simple el diámetro interno de todas las ramas es 12 mm. Para la unión direccional el diámetro en la rama principal es constante e igual a 24.3 mm, mientras que el diámetro de la rama lateral es variable en un tramo pasando de 15.75 mm en la brida de acoplamiento a 12.64 mm en la intersección con la rama principal, con una conicidad de  $1^\circ$ . En las figuras 4.3 y 4.4 se muestran las dimensiones geométricas de ambas uniones ensayadas.



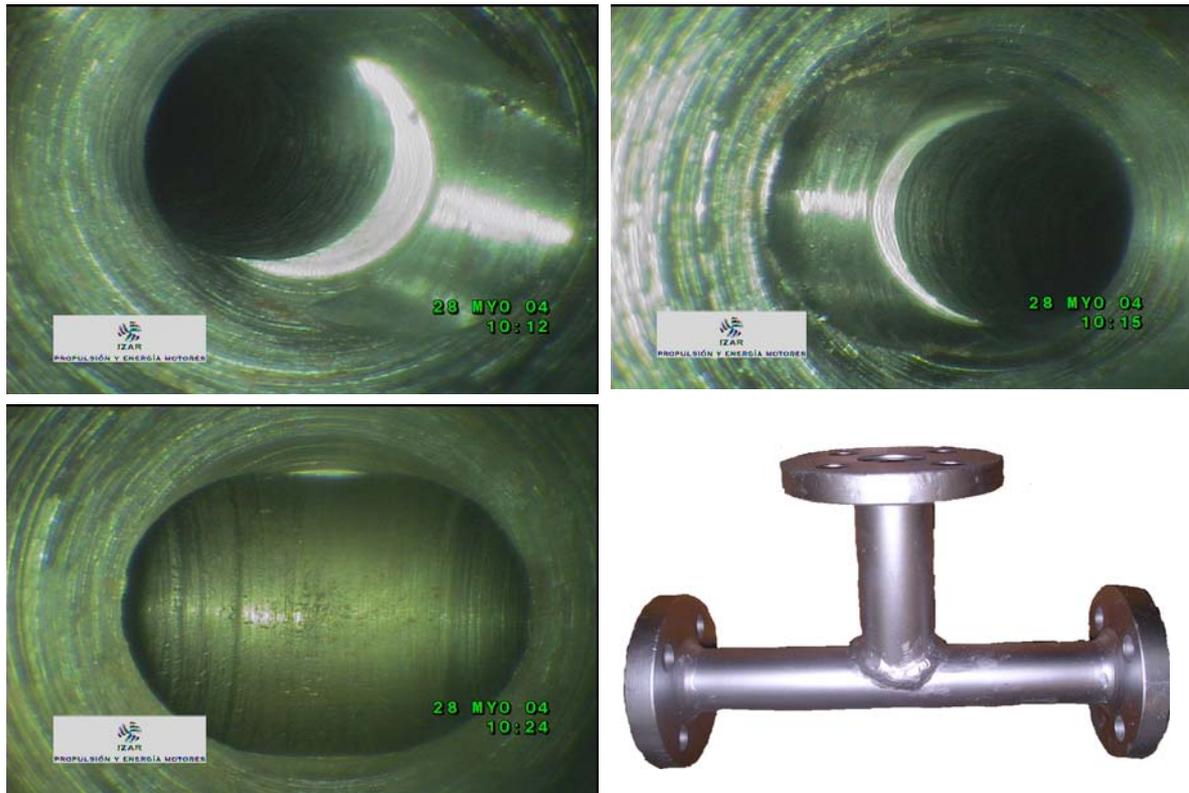
**Figura 4.3** Dimensiones geométricas de la unión tipo "T" a  $90^\circ$  ensayada.



**Figura 4.4** Dimensiones geométricas de la unión direccional ensayada, tipo "pulsos convertidor" a 30°.

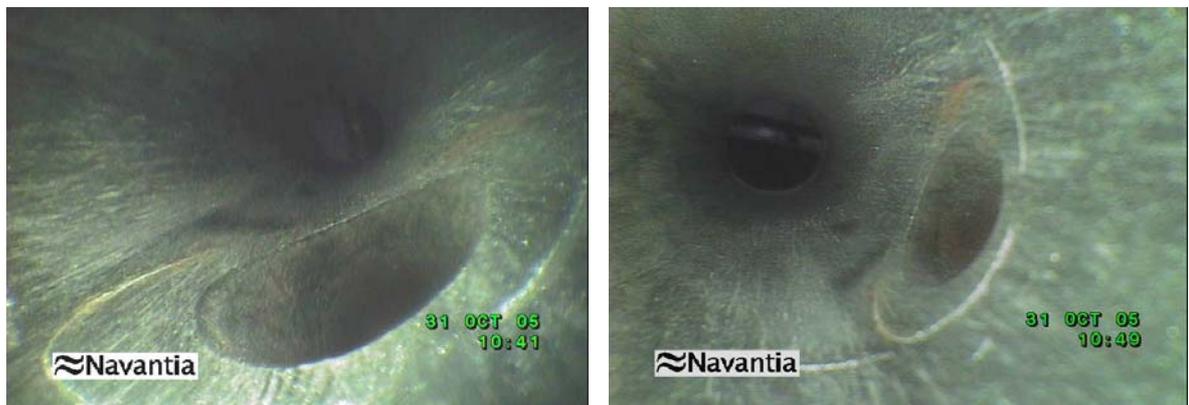
La rugosidad interna en cada una de las ramas se ha medido con un rugosímetro RT-150 de TECMICRO, cuyas características técnicas se detallan en el Anexo II. La rugosidad media obtenida es del orden de entre 2 y 3  $\mu\text{m}$ . Internamente la intersección de las ramas es en "arista viva" en ambos tipos de uniones.

En las figuras 4.5 y 4.6 se muestra el interior de las uniones ensayadas a través de las fotografías realizadas mediante un endoscopio. Es interesante disponer de esta información ya que permite detectar posibles defectos internos en las uniones, que se pueden producir como consecuencia del proceso de fabricación, y que pueden dar lugar a resultados experimentales erróneos. En la figura 4.5 se muestran tres imágenes interiores de la unión tipo "T" a 90°, donde se observa que no existen rebabas ni radios de redondeo en la intersección con la rama lateral. Otro detalle que se observa, es la rugosidad interna artificial producida por el mecanizado por taladrado y que exige la medida mediante rugosímetro para tenerse en cuenta en el procesado de resultados.



**Figura 4.5** Unión tipo "T" a 90°. Fotografías internas realizadas mediante endoscopio de la empresa IZAR (actualmente NAVANTIA).

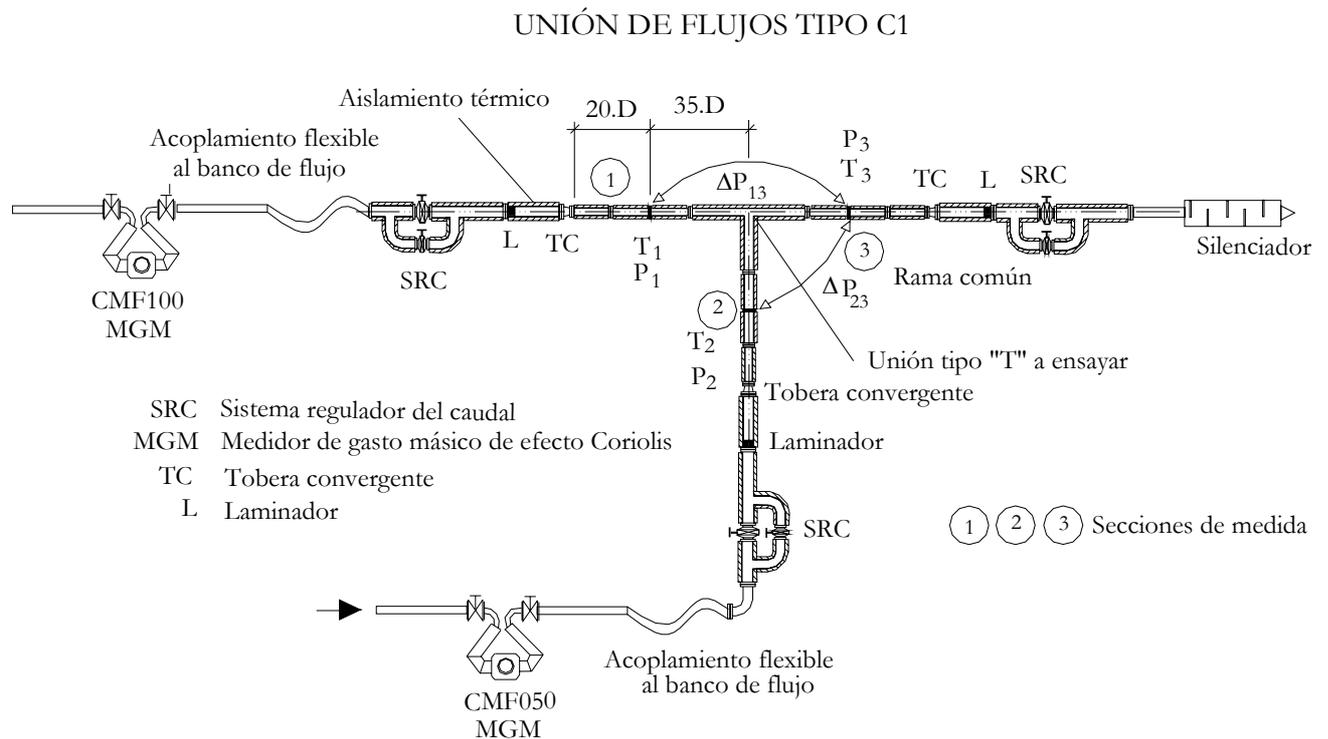
En la figura 4.6 se muestran dos imágenes interiores de la zona de intersección entre la rama principal y la lateral en la unión direccional. No se observa ningún tipo de defecto interno que pueda producir resultados discrepantes.



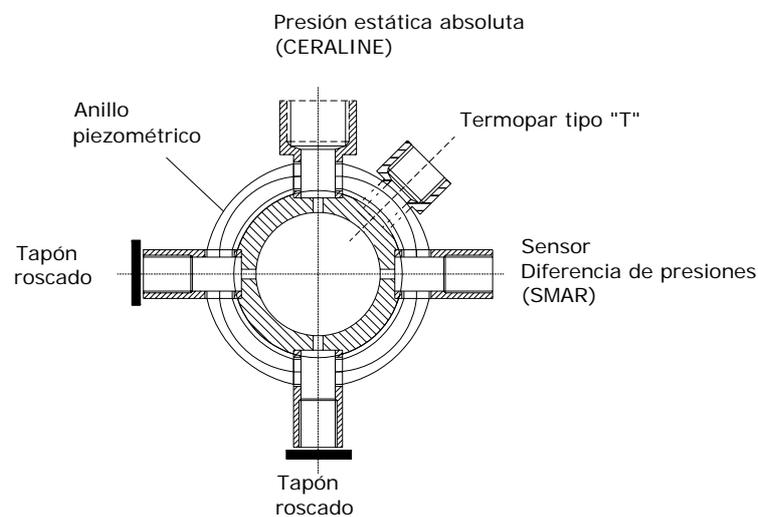
**Figura 4.6** Unión direccional tipo pulsoconvertidor modular a 30°. Fotografías internas realizadas mediante endoscopio de la empresa NAVANTIA.

En la figura 4.7 se muestra un esquema del montaje experimental para el ensayo de uniones tipo "T" a 90° correspondiente al caso de unión de flujos C1. Se pueden observar los siguientes elementos:

- La conexión a los caudalímetros, de efecto Coriolis, instalados en la red de conductos del banco de flujo se realiza mediante mangueras flexibles de elastómero de 1" de diámetro. En esta configuración se han utilizado los sensores CMF100 y CMF50, que en función de la relación de gastos máscicos entre ramas ensayada se pueden intercambiar con objeto de conseguir el máximo gasto máscico posible.
- A continuación, se instala un doble juego de válvulas de control de diferentes tamaños que permiten regular el gasto máscico y, por lo tanto, establecer la relación de gastos máscicos entre ramas deseada.
- Con objeto de eliminar las perturbaciones producidas en el flujo por las válvulas de control, se coloca en cada una de las ramas de entrada un "laminador" (honeycomb), que permite reducir la longitud de tubo recto necesario para uniformizar el flujo.
- Seguidamente, se instalan en las ramas de entrada sendas toberas convergentes que permiten adaptar el diámetro interno de los conductos de entrada, hasta el diámetro de la unión ensayada, permitiendo de esta manera un montaje modular, y que uniones con diferentes diámetros puedan ser ensayadas manteniendo una estructura común. El "honeycomb" y la tobera se encuentran sobre un tramo recto de conducto con bridas en las que se ha mecanizado un plato de centrado para evitar desalineaciones entre las piezas.
- El siguiente elemento en cada rama es la sección de medida. Está formada por un tramo recto embridado en cuyo punto medio se han dispuesto una serie de orificios que permiten insertar la instrumentación. Generalmente, la distancia entre la tobera de adaptación del diámetro y la sección de medida, está comprendida entre  $10D$  y  $20D$ , dependiendo de si se utilizan o no tramos rectos de prolongación en función del tipo de flujo ensayado. En la figura 4.8 se muestra un detalle de la sección de medida, donde se observan los orificios de medida para los sensores de presión, así como su interconexión mediante un anillo piezométrico, que permite obtener con mayor exactitud la presión media en la sección transversal.



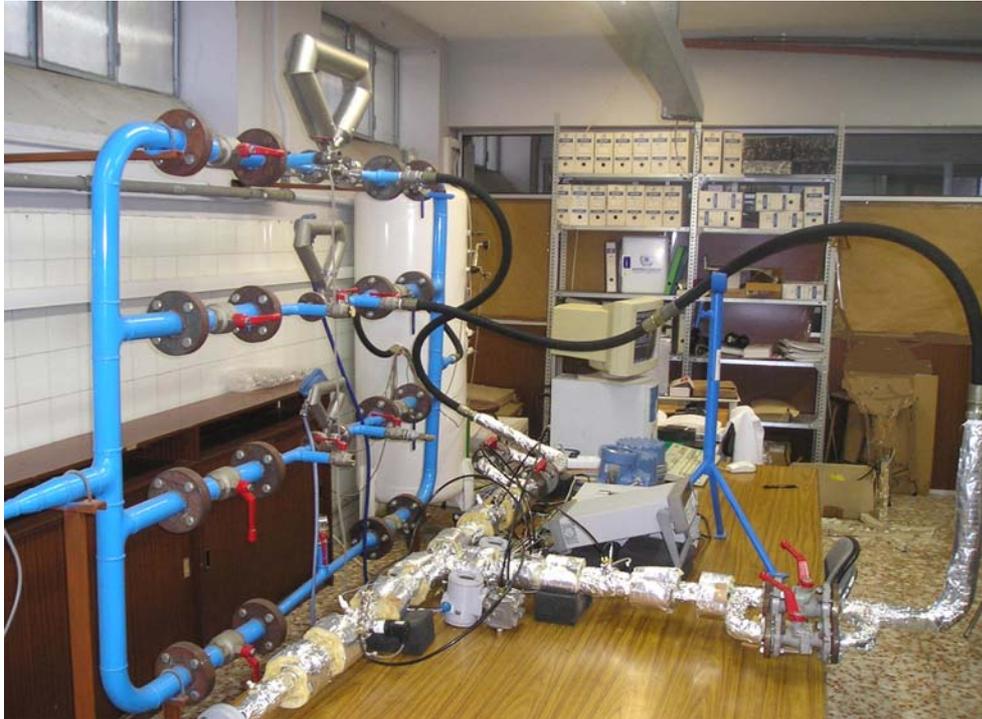
**Figura 4.7** Montaje experimental para ensayo en la unión tipo "T" a 90°.



**Figura 4.8** Detalle de la sección de medida.

- Entre las secciones de medida y la intersección geométrica la distancia mínima es del orden de  $35D$ , aunque debido a la naturaleza modular del montaje, en función de cómo se coloquen los tramos de prolongación, se pueden reducir las distancias en las ramas de entrada y aumentarla en la rama de salida, con objeto de comprobar la fiabilidad de las medidas. Según la configuración de

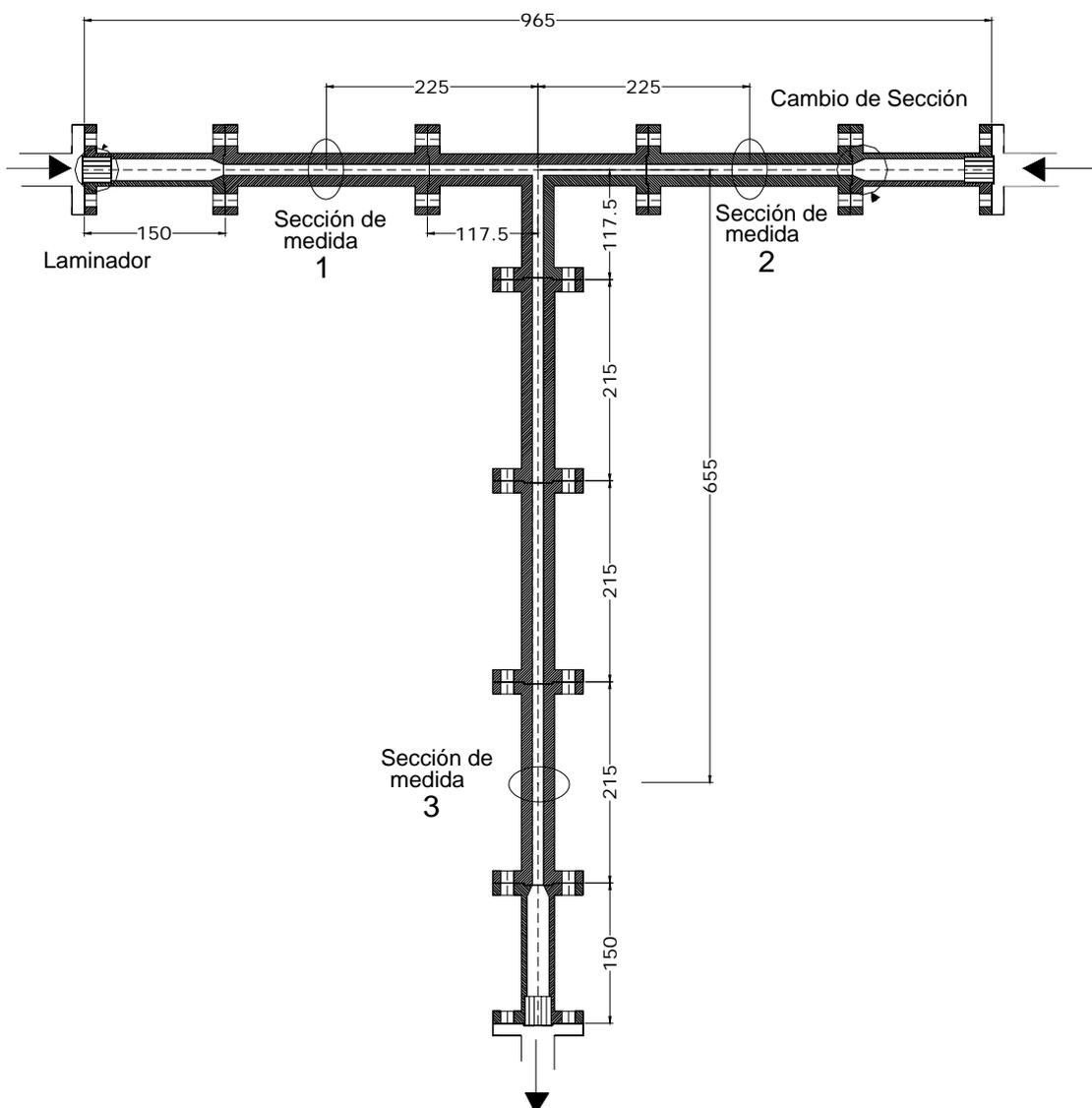
flujo estudiada, hay que conseguir un equilibrio entre lograr condiciones de flujo uniforme y totalmente desarrollado en las secciones de medida con la obtención de un número de Mach lo mayor posible, ya que cuanto mayor sea la longitud de las ramas, el efecto de bloqueo del flujo por la fricción reduce el gasto másico máximo que la instalación puede descargar.



**Figura 4.9** Fotografías de la unión ensayada tipo "T" a 90°.

En la figura 4.9 se pueden observar dos fotografías de la unión tipo "T" a 90° ensayada y de su conexión al banco de flujo. Se pueden distinguir las secciones de medida así como las conexiones de los sensores de presión diferencial y el resto de la instrumentación utilizada.

En algunos tipos de flujo, como en los casos de bifurcación, el número de Mach máximo está limitado por la necesidad de medir el gasto másico en, al menos, una de las ramas de salida. En la figura 4.10 se muestra el montaje realizado para el caso de unión de flujos C2, con objeto de comprobar la influencia de la distancia hasta la sección de medida en la rama de salida.

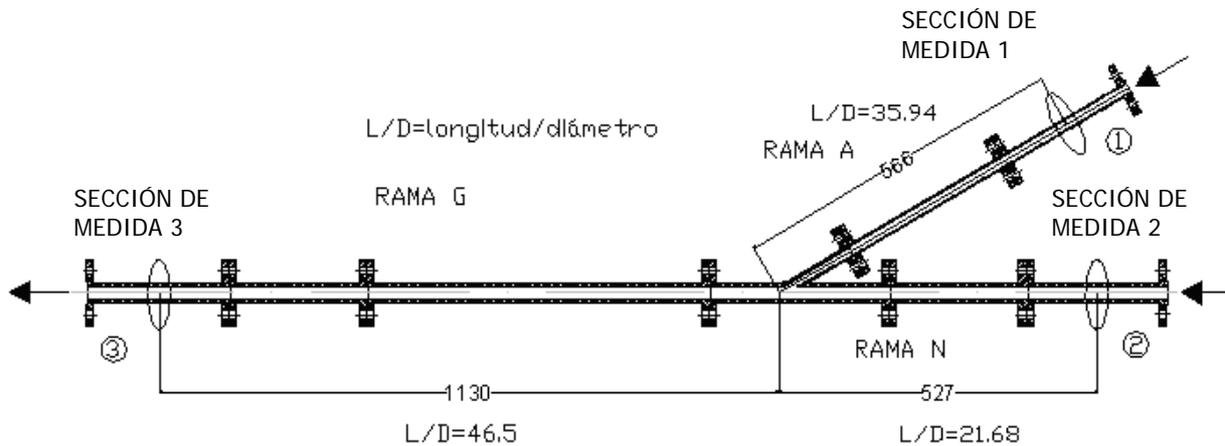


**Figura 4.10** Montaje experimental para el ensayo de la configuración de unión de flujos C2 .

En el flujo tipo C2 la distancia en las ramas de entrada, desde la tobera hasta la sección de medida, es de  $10D$  aproximadamente, mientras que la distancia desde las secciones de medida hasta la unión es del orden de  $20D$ . La distancia desde la unión hasta la sección de medida, en la rama de salida, es de  $55D$  aproximadamente.

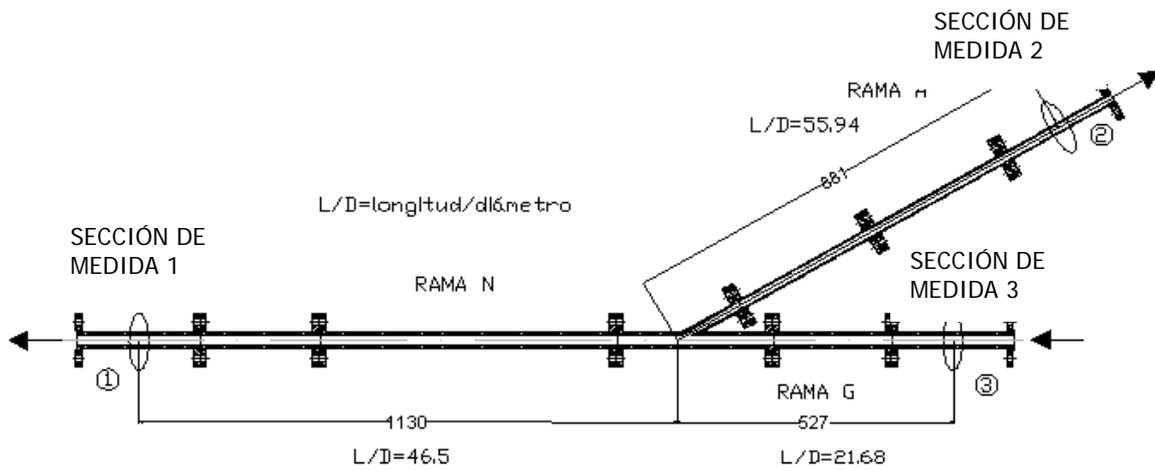
Por último, destacar que todo el conjunto se encuentra aislado térmicamente con objeto de garantizar las condiciones de flujo adiabático que considera el modelo matemático del flujo de Fanno, utilizado tanto para el procesamiento de resultados como en el modelo numérico utilizado en Fluent.

El montaje es muy similar para los ensayos sobre la unión direccional ya que la estructura modular hace que muchos elementos sean comunes. Sin embargo, se han tenido que realizar las adaptaciones necesarias para que las distancias entre la unión y las secciones de medida sean las adecuadas, teniendo en cuenta que los diámetros de las ramas son diferentes. En las figuras 4.11 y 4.12 se muestran, esquemáticamente, las distancias entre las secciones de medida y la intersección geométrica para los dos tipos de flujo ensayados, es decir, el caso de unión de flujos C3 y el de bifurcación D3.



**Figura 4.11** Montaje experimental para el ensayo de la unión direccional. Unión de flujos C3.

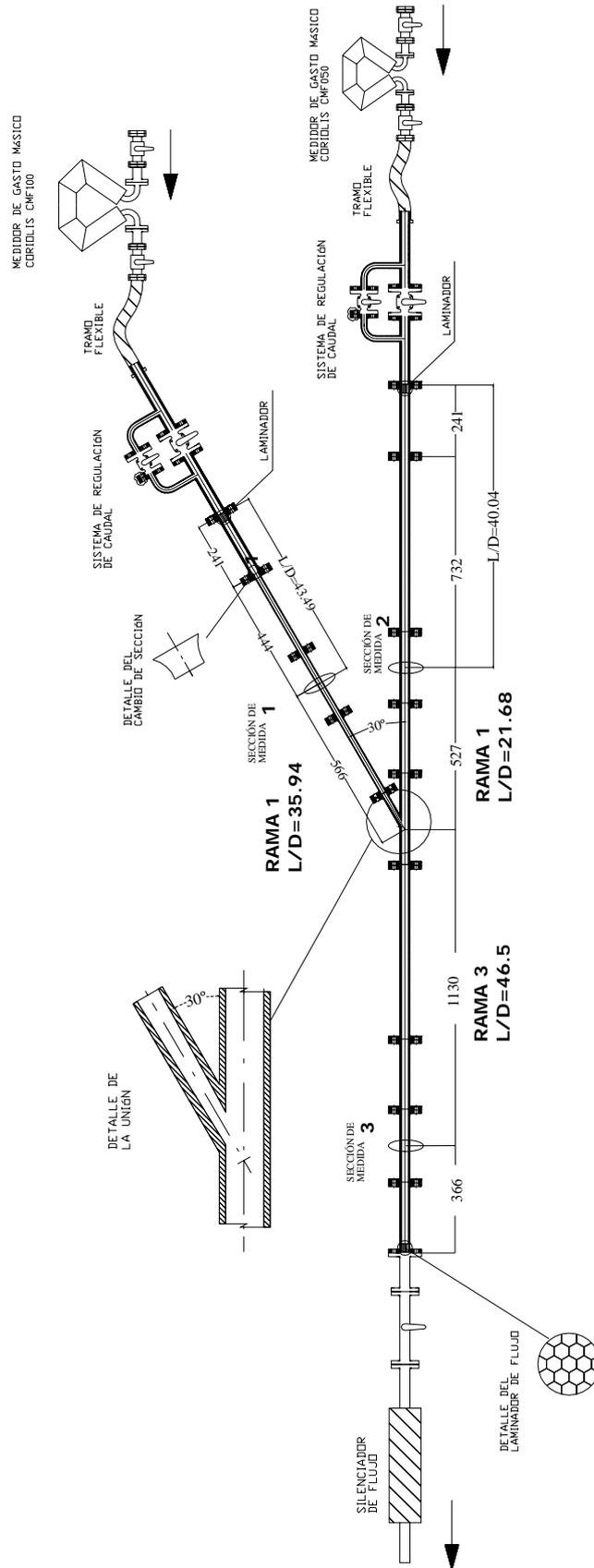
En la figura 4.13 se muestran dos fotografías en las que se puede observar el montaje real en el banco de flujo para el ensayo de la unión direccional. La primera fotografía, da una idea del montaje en su conjunto y del acoplamiento de las ramas de entrada (flujo tipo C3) a los caudalímetros de efecto Coriolis del banco de flujo, mientras que en la segunda fotografía, se aprecian las secciones de medida y un detalle de la unión de conductos. En las figuras 4.14 y 4.15 se muestran los esquemas de detalle del montaje experimental para los dos tipos de flujo estudiados en el caso de la unión direccional.



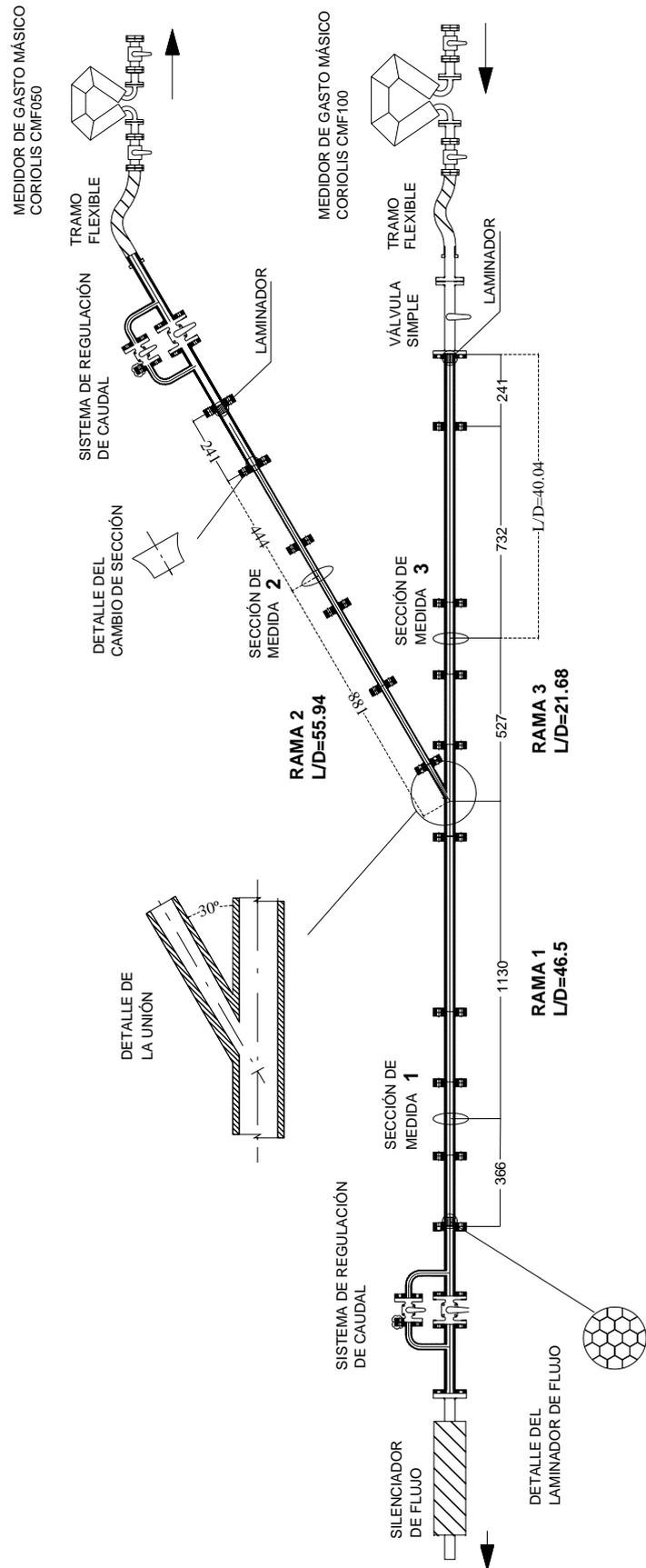
**Figura 4.12** Montaje experimental para el ensayo de la unión direccional. Bifurcación de flujos D3.



**Figura 4.13** Fotografías de la unión direccional ensayada tipo pulsoconvertidor modular a 30°.



**Figura 4.14** Detalle del montaje experimental para el ensayo de la unión direccional tipo pulsoconvertidor a 30°. Unión de flujos tipo C3 .



**Figura 4.15** Detalle del montaje experimental para el ensayo de la unión direccional tipo pulsoconvertidor a 30°. Bifurcación de flujos tipo D3 .

## 4.2.2 Instrumentación

### 4.2.2.1 Medida de la temperatura

Para la medida de la temperatura se han empleado termopares tipo "T". Este tipo de termopares presentan un amplio rango de medida a bajas temperaturas y una exactitud, por debajo de 100°C, de  $\pm 1^\circ\text{C}$ .

### 4.2.2.2 Medida de la presión

En los ensayos en uniones se requiere la medida de la presión estática absoluta en cada una de las ramas de la unión y, para ello, se utilizan transductores Ceraline. La diferencia de presiones para calcular el coeficiente de pérdidas se puede obtener a partir de las medidas de presión estática en las tres ramas. Sin embargo, si se utilizan medidores de presión diferencial, que proporcionan la caída de presión entre dos puntos de la instalación de forma directa, se mejora la exactitud de las medidas. Por lo tanto, se han utilizado también este tipo de sensores.

Las medidas de presión diferencial se realizan con el transmisor de presión LD301. Se trata de un transmisor de rango configurable para la medida de presión diferencial. Las medidas de la presión estática absoluta en cada una de las ramas, que componen la unión, se realizan mediante transductores de galgas extensiométricas. El empleo de este tipo de transductores queda justificado teniendo en cuenta que se trata de medidas en flujo estacionario. En los ensayos en uniones se utilizaron tres transductores de presión de idénticas características. Los transductores de presión utilizados se han calibrado en el rango de medida con un calibrador de referencia FLUKE 700PD7 (Nº de serie: 78254701), de la empresa NAVANTIA con certificado de calibración actualizado, y presentan una respuesta lineal en el rango de medida utilizado.

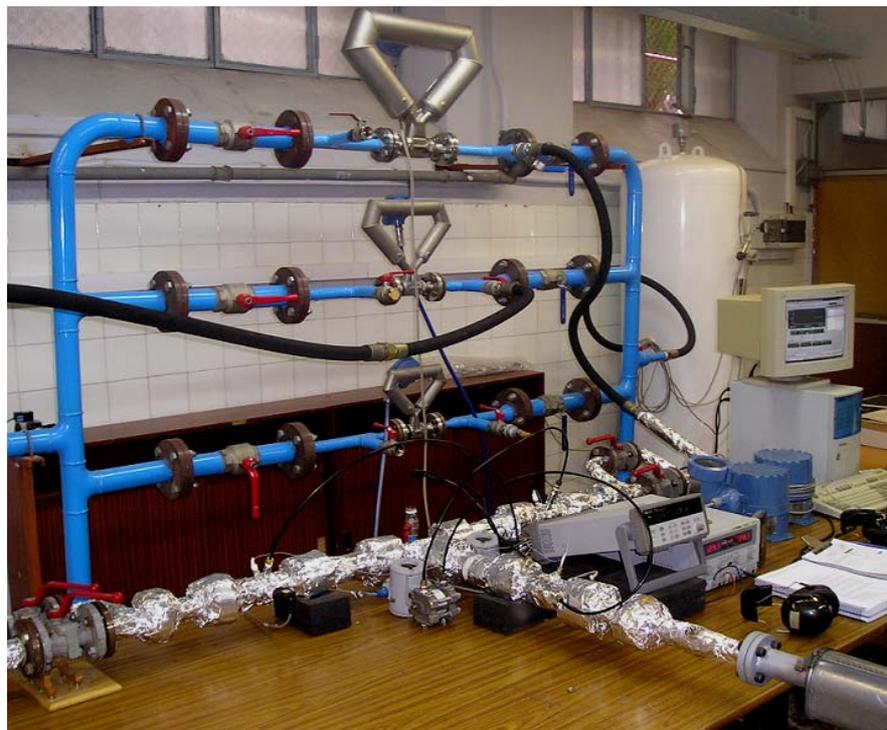
### 4.2.2.3 Medida del gasto másico

La medida del gasto másico se realiza mediante caudalímetros de efecto Coriolis de rango ajustable, y calibración mediante software. En el banco de flujo se dispone de tres medidores de gasto másico de efecto Coriolis. Cada medidor consta, básicamente, de un sensor de medida y un transmisor que realiza todas las funciones de conversión y tratamiento de la señal. La configuración, calibración y el ajuste de cero, se realizan mediante el software específico "Prolink" conectando el transmisor de cada uno de los sensores al PC mediante un "interface" a través del puerto serie.

Las señales eléctricas de salida de la instrumentación utilizada en los ensayos se conectan a una unidad de adquisición de datos HP AGILENT 34970A, a través de

dos tarjetas multiplexoras de propósito general. El "datalogger" se conecta al PC a través del puerto serie mediante comunicación RS-232, y todo el sistema de adquisición se controla mediante un software específico. Los sensores de medida de presión absoluta, con salida en tensión, se conectan mediante un sistema a tres hilos. Los sensores de medida de la diferencia de presión se conectan mediante un sistema a dos hilos, ya que tienen salida en mA. Del mismo modo se conectan los medidores de gasto másico. Los termopares se conectan directamente a canales de entrada analógica y éstos se configuran para que los ficheros de salida se generen directamente en unidades físicas. El resto de señales se exportan como señales eléctricas que se convertirán después mediante el programa de procesado de datos.

Por último, en la figura 4.16 se muestra una fotografía general del banco de flujo y uno de los montajes para ensayo de uniones, donde se aprecian los diferentes componentes del sistema de medida descritos anteriormente. Detalles adicionales sobre el banco de flujo, así como las características básicas de otros bancos de flujo, se pueden consultar en el Proyecto Final de Carrera realizado por Murcia Murcia, I. (2001).



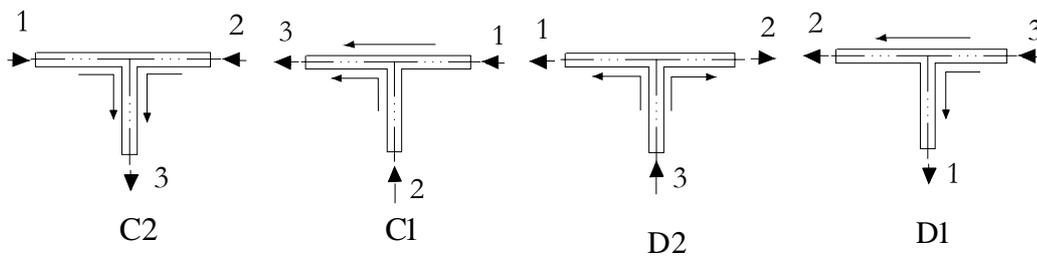
**Figura 4.16** Montaje para ensayo de uniones e instrumentación utilizada.

### 4.2.3 Metodología experimental

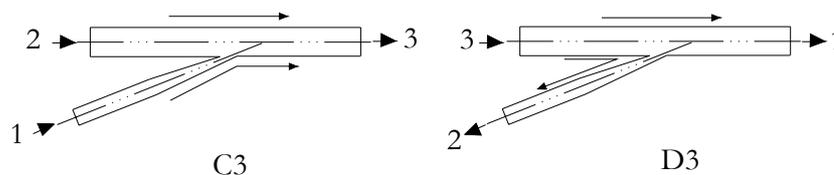
El procedimiento seguido para realizar los ensayos experimentales se puede resumir en los siguientes pasos:

- 1) Ensamblaje de la unión a ensayar y acoplamiento de las secciones de medida.
- 2) Configuración y puesta a punto de la instrumentación.
- 3) Comprobar posibles fugas en la instalación y aislar térmicamente los conductos.
- 4) Establecer la configuración de flujo a estudiar conectando los caudalímetros de efecto Coriolis en las ramas de la unión que corresponda, teniendo también en cuenta, la relación de gastos máxicos entre ramas. Comprobar en función del tipo de flujo el conexionado de los medidores de presión diferencial.

En la unión tipo "T" a 90° se han ensayado cuatro tipos de flujo, dos de unión de flujos (C2 y C1), y otros dos de bifurcación (D2 y D1), que son todos los flujos posibles debido a la simetría geométrica. Para la unión direccional se han ensayado únicamente dos, de los seis flujos posibles, uno de unión (flujo tipo C3) y otro de bifurcación (flujo tipo D3), según la clasificación del apartado 2.1.1 y como se representa en las figuras 4.17 y 4.18.



**Figura 4.17** Configuraciones ensayadas para la unión tipo "T" a 90°.



**Figura 4.18** Configuraciones ensayadas para la unión direccional.

- 5) Para cada uno de los tipos de flujo anteriores se deben medir las propiedades fluidas en cada una de las ramas variando el gasto másico total circulante, pero manteniendo la relación de gastos másicos entre ramas. Las relaciones de gastos másicos ensayadas han sido  $q = 0, 0.25, 0.5, 0.75$  y  $1$  para la unión tipo "T" a  $90^\circ$ , y  $q = 0, 0.125, 0.25, 0.5, 0.75$  y  $1$  para la unión direccional. Para otras relaciones de gastos intermedias como  $q = 0.375, 0.625$  y  $0.875$  se han tomado algunos puntos con objeto de obtener mayor información para la comparación de resultados en flujo incompresible.
- 6) Manteniendo constante cada una de estas relaciones de gasto másico entre ramas, se regula el flujo aguas abajo de la unión para conseguir regímenes de operación a diferentes números de Mach. Por lo general, se toman 10 puntos y para cada uno de ellos se adquieren las señales de salida de todos los sensores durante un intervalo de 2 minutos, aproximadamente, que se corresponde con 120 lecturas de cada magnitud. La adquisición de datos, en cada punto, se inicia una vez que se alcanzan las condiciones estacionarias.
- 7) Toda la información se almacena en ficheros de datos en bruto, que son posteriormente preprocesados antes de generar los ficheros de entrada definitivos para el programa MATLAB que realiza el procesado de datos, según se indica en el apartado 4.3, para obtener el coeficiente de pérdidas. El preprocesado consiste en el promediado y conversión a unidades físicas de los valores medidos para cada magnitud. El multiplexor proporciona la medida directa de la temperatura en  $^\circ\text{C}$  mediante los termopares tipo "T". Las señales de salida de los sensores diferenciales de presión y de los caudalímetros de medida del gasto másico se convierten en unidades físicas en función del rango de medida configurado. Por último, la señal de salida de los medidores de presión estática absoluta se convierte mediante las rectas de calibración obtenidas para cada sensor.

Información más detallada respecto a la metodología seguida en los ensayos de caracterización experimental se puede consultar en los Proyectos Final de Carrera realizados por Cano Cerón A. (2002), Luna Torrano A. (2004) y Sánchez Agüera R.F (2006).

### 4.3 PROCESADO DE LOS RESULTADOS EXPERIMENTALES

En este apartado se detalla la metodología de procesado de los datos experimentales obtenidos a partir de los ensayos realizados en el banco de flujo. Esta metodología consiste, básicamente, en aplicar el modelo de flujo unidimensional compresible y adiabático con fricción para descontar las pérdidas debidas a la fricción viscosa en los tramos rectos de los conductos de las ramas que forman la unión. El coeficiente de fricción utilizado se obtiene mediante la correlación de Colebrook-White considerando que en las secciones de medida el flujo está totalmente desarrollado. Las magnitudes fluidas en la unión, una vez descontadas dichas pérdidas, se les denominará "propiedades extrapoladas", de tal manera que el "salto" de estas propiedades extrapoladas en la intersección geométrica permite cuantificar la pérdida debida exclusivamente a la unión.

Los datos de partida son:

- Gasto másico en dos de las ramas de la unión.
- Temperatura estática en cada una de las ramas.
- Presión estática absoluta en cada una de las ramas.
- Diferencia de presiones estáticas entre la rama común y cada una de las ramas.

Estas propiedades se promedian en la correspondiente sección de medida. La metodología de procesado consiste en los siguientes pasos:

- 1) A partir de los gastos másicos medidos en dos de las ramas se obtiene "q" debiendo mantenerse constante en cada serie.
- 2) Calcular el número de Reynolds en las secciones de medida. La viscosidad dinámica se calcula mediante la ley de Sutherland

$$\text{Re}_{Dj} = \frac{\rho_j U_j D_j}{\mu_j} = \frac{4G_j}{\pi D \mu} \quad j = 1, 2, 3, \quad (4.1)$$

$$\mu_j = \frac{C_1 T_j^{1.5}}{C_2 + T_j}, \quad (4.2)$$

siendo  $C_1 = 1.458 \cdot 10^{-6}$  y  $C_2 = 110.4$ .

- 3) Calcular el coeficiente de fricción mediante la correlación de Colebrook-White

$$\frac{1}{\sqrt{f_{Dj}}} = -2 \log_{10} \left( \frac{k_{\text{abs } j} / D_j}{3.7} + \frac{2.51}{\text{Re}_{Dj} \sqrt{f_{Dj}}} \right), \quad (4.3)$$

considerando flujo totalmente desarrollado en las secciones de medida, y con  $k_j$ , la rugosidad interna absoluta medida con el rugosímetro (Anexo B).

- 4) Calcular el número de Mach y la temperatura de remanso en cada una de las secciones de medida

$$M_j = \frac{U_j}{\sqrt{\gamma R_g T_j}} = \frac{1}{A_j} G_j \sqrt{\frac{R_g}{\gamma} \frac{\sqrt{T_j}}{P_j}}, \quad (4.4)$$

$$T_{0j} = T_j \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_j^2 \right). \quad (4.5)$$

- 5) Una vez calculado el factor de fricción y el número de Mach en la sección de medida, el siguiente paso consiste en descontar las pérdidas por fricción, tramo a tramo, en sentido "aguas arriba" del flujo en las ramas de salida y "aguas abajo" para las ramas de entrada, calculando el valor del número de Mach en dichas secciones. Al llegar a la intersección geométrica de las ramas se obtiene el valor del número de Mach "extrapolado"  $M_j^*$  para cada rama  $j = 1, 2, 3$ . El número de Mach para cada nueva sección se calcula utilizando el factor de fricción obtenido mediante la correlación de Colebrook-White, la distancia entre secciones de cálculo establecidas y el número de Mach en la sección de partida mediante

$$f_{Di} \frac{(x_i - x_{i-1})}{D} = \frac{1}{\gamma M_i^2} \left( \frac{M_i^2 - M_{i-1}^2}{M_{i-1}^2} \right) + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \ln \left[ \frac{M_{i-1}^2 (2 + (\gamma - 1) M_i^2)}{M_i^2 (2 + (\gamma - 1) M_{i-1}^2)} \right], \quad (4.6)$$

obtenida al integrar analíticamente la ecuación (A.42) del Anexo A, donde se detalla el modelo matemático de Fanno. El coeficiente de fricción local, calculado en el apartado anterior, se considera constante  $f_D = f_{Di}$ , por tratarse de flujo compresible adiabático.

Se considera  $x_i > x_{i-1}$ , alcanzándose la unión en  $i = 1$  ( $x = 0$ ) y, por lo tanto, el número de Mach extrapolado hasta la unión desde una sección arbitraria " $x_i$ " de una rama.

- 6) Una vez obtenido el número de Mach extrapolado hasta la unión, correspondiente a cada una de las ramas  $M_j^*$ , y teniendo en cuenta el gasto másico en cada rama, diámetro y temperatura de remanso se pueden calcular el resto de propiedades fluidas necesarias para determinar el coeficiente de pérdidas, es decir,

$$T_j^* = T_o \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M_j^{*2} \right)^{-1}, \quad (4.7)$$

$$p_j^* = \frac{4G_j \sqrt{\frac{RgT_j^*}{\gamma}}}{\pi D^2 M_j^{*2}}, \quad (4.8)$$

$$p_{oj}^* = p_j^* \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M_j^{*2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}. \quad (4.9)$$

7) Cálculo del coeficiente de pérdidas de acuerdo con la definición utilizada. Así por ejemplo, para el coeficiente de pérdidas de presión de remanso de Miller, según la ecuación (2.13), particularizado para los casos de unión y bifurcación de flujos,

$$K_{3j} = \frac{p_{03}^* - p_{0j}^*}{p_{03}^* - p_3^*} \quad (\text{Bifurcación flujos}) \quad K_{j3} = \frac{p_{0j}^* - p_{03}^*}{p_{03}^* - p_3^*} \quad (\text{Unión flujos}) \quad j = 1, 2. \quad (4.10)$$

#### 4.4. ESTIMACIÓN DE LA INCERTIDUMBRE EN LAS MEDIDAS

Una medida resulta completa sólo cuando se acompaña de la información cuantitativa de su incertidumbre. La normativa de referencia sobre el procedimiento de cálculo de la incertidumbre en la medida es la norma ISO "Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement" (1995). El objetivo general de esta norma es establecer las reglas generales para la evaluación y la expresión de la incertidumbre en la medida. En ella se definen también los términos de incertidumbre y error experimental, se plantea la teoría analítica de errores y posteriormente se exponen los pasos generales a seguir en el cálculo y propagación de la incertidumbre en las medidas experimentales.

En este apartado se evalúan, en primer lugar, las incertidumbres típicas del gasto másico, temperatura estática, presión estática absoluta y diferencia de presiones, medidas en los ensayos experimentales en la unión tipo "T" a 90° y en la unión direccional tipo pulsoconvertidor. A continuación, se hace una estimación de la incertidumbre expandida y un estudio de propagación de errores para algunos de los resultados utilizados en el análisis de datos.

Cuando las magnitudes no están correlacionadas la incertidumbre típica combinada  $u_c$ , asociada al resultado "y", viene dada por

$$u_c^2(y) = \sum_{i=1}^N u_i^2(y), \quad (4.11)$$

siendo  $u_i(y)$  la contribución a la incertidumbre típica combinada de cada una de las magnitudes de entrada  $X_i$ , y

$$u_i(y) = \frac{\partial f}{\partial X_i} u(X_i) = c_i u(X_i), \quad (4.12)$$

donde  $c_i$  es un "coeficiente de sensibilidad" asociado a la estimación de cada magnitud de entrada. El coeficiente de sensibilidad describe el grado en el que la estimación de salida "y" se ve afectada por variaciones en la estimación de entrada  $X_i$ . Se puede entonces expresar la incertidumbre típica combinada para magnitudes no correlacionadas mediante

$$u_c^2(y) = \sum_{i=1}^N \left[ \frac{\partial f}{\partial X_i} \right]^2 u^2(X_i). \quad (4.13)$$

Por último, la "incertidumbre expandida"  $U_{\text{exp}}(y)$  se calcula multiplicando la incertidumbre típica combinada  $u_c(y)$  por un factor de cobertura "k", según

$$U_{\text{exp}}(y) = k u_c(y). \quad (4.14)$$

Cuando se puede asumir una distribución normal (gaussiana) a la magnitud a medir y la incertidumbre típica asociada a la estimación de salida tiene la suficiente fiabilidad, deben utilizarse factores de cobertura de  $k = 2$  ó  $k = 3$ , correspondiéndose un intervalo de confianza del 95% y 99%, respectivamente.

#### 4.4.1 Incertidumbre en la medida del gasto másico

El sistema de medida consta de tres caudalímetros másicos de efecto Coriolis con diferentes rangos, configurables mediante el software, con sensor tipo "Elite" de Micro Motion y transmisor independiente RFT97396. Los tres caudalímetros pueden acoplarse de forma indiferente, mediante acoplamientos flexibles a cualquiera de las ramas de la unión ensayada. El cableado de salida de los sensores se conecta a los transmisores y la salida de éstos se conecta directamente a un sistema de adquisición de datos formado por un PC con conexión por puerto serie RS-232 con un "datalogger" HP34970A y un módulo multiplexor de propósito general 349001A.

Los medidores de gasto másico de efecto Coriolis se pueden colocar en diferentes orientaciones y son insensibles a las turbulencias, por lo tanto, no es necesario instalar tramos rectos aguas arriba o aguas abajo. Tampoco se requiere su recalibración cuando se utiliza con fluidos diferentes tales como aire o agua. El rango y el ajuste de cero se deben comprobar periódicamente antes de cada ensayo, y es configurable mediante el software ProLink II. En la tabla 4.3 se muestran sus características técnicas más importantes.

Sensores tipo <b>ELITE</b> MICROMOTION	<b>CMF025</b>	<b>CMF050</b>	<b>CMF100</b>
Material	Stainless steel	Stainless steel	Stainless steel
Intervalo medida (kg/h)	0 a 1090	0 a 3400	0 a 13600
Gasto másico máx. (kg/h)	2180	6800	27200
Exactitud	$\pm 0.50\% \pm [(estabilidad\ cero/gasto) \times 100]\% \text{rango}$		
Repetibilidad	$\pm 0.25\% \pm [(estabilidad\ cero/gasto) \times 100]\% \text{rango}$		
Estabilidad de cero	0.027	0.163	0.680
Intervalo temp. trabajo	De $-240^{\circ}\text{C}$ a $204^{\circ}\text{C}$		
$P_{\text{máx.}}$ interior (bar)	100	100	100
Efecto de la temp. proceso	$\pm 0.00025\% \text{ Nominal Rate}/^{\circ}\text{C}$		
Efecto de la presión	No	No	$-0.003\% \text{ rate}/\text{bar}$
Tensión de alimentación	220 V <sub>AC</sub> 50-60 Hz		

**Tabla 4.3** Características de los medidores de gasto basados en el efecto Coriolis.

En el anexo C se detallan los cálculos realizados para estimar la incertidumbre en la medida con cada uno de los medidores de efecto Coriolis en función del rango configurado. Para la unión tipo "T" a  $90^{\circ}$  se utilizaron los sensores CMF025 y CMF050, mientras que para la unión direccional tipo pulsoconvertidor se utilizaron los sensores

CMF 050 y CMF 100. Dado que influyen diferentes fuentes de error se ha estimado la incertidumbre combinada y expandida, con un intervalo de confianza del 95%, para cada uno de los casos. En resumen, se han obtenido unas incertidumbres expandidas del  $\pm 0.65 \%$  y  $\pm 0.74 \%$ , en el caso de la unión tipo "T", para los sensores CMF 025 y CMF 050, respectivamente. Para la unión direccional la incertidumbre expandida es del  $\pm 0.85 \%$  para el sensor CMF050 y del  $\pm 0.93 \%$  para el sensor CMF100. Los cálculos se han realizado para valores medios de las magnitudes medidas y para los rangos configurados para cada tipo de unión.

#### 4.4.2 Incertidumbre en la medida de la presión

El sistema consta de tres sensores-transmisores de galgas extensiométricas para la medida de la presión estática absoluta. Se conectan a través de un anillo piezométrico mediante los racores adecuados en diferentes localizaciones en cada una de las ramas de la unión ensayada. Se dispone, además, de otros dos sensores-transmisores de presión diferencial de tipo capacitivo para medida de la diferencia de presiones entre dos puntos cualesquiera del sistema de conductos. Los sensores se conectan mediante racores roscados y manguito neumático a las secciones de medida. El cableado de salida de los sensores se conecta al sistema de adquisición de datos, descrito en el apartado anterior, mediante puerto serie RS-232 y a través del "datalogger" HP 34970A. Las características técnicas de ambos tipos de sensores se detallan en las tablas 4.4 y 4.5.

Tipo	Galgas extensiométricas
Modelo	Ceraline (KRISTAL)
Nº de serie	925886 – 925887 - 925888
Material	Aleación de acero
Sensor:	Galga extensiométrica conductora
<b>Características dinámicas:</b>	
Rango	0 a 500 kPa
Máxima presión (sobrecarga)	1200 kPa
Tensión de salida y conexión	0 a 5 V Conexión a 3 hilos
Exactitud (Linealidad e histéresis)	$\pm 0.5 \%$ FSO
Tensión de alimentación	15 A 32 V <sub>DC</sub>
Repetibilidad	$\pm 0.2 \%$ FSO
Estabilidad del cero	$\pm 0.5 \%$ FSO/a
Influencia de la excitación	$\pm 0.02 \%$ FSO
<b>Condiciones ambientales:</b>	
Rango de temperatura	0 a 85 °C
Efecto térmico sobre el cero	$\pm 0.02 \%$ FSO/K
Deriva térmica	$\pm 0.015 \%$ FSO/K
Temperatura de referencia	25°C
Rango de temperatura compensado	0 a 70 °C
<b>Características mecánicas:</b>	
Conexión eléctrica	3 Hilos

**Tabla 4.4** Características técnicas de los medidores de presión estática absoluta.

<b>Modelos</b>	<b>SMAR LD301 D2 y D3</b>
Fluido de proceso	Capacitivo de diafragma Líquidos, Gases o Vapores
Señal de salida y conexionado	Protocolo Hart 4 - 20 mA 2 hilos
Tensión de alimentación	12 - 45 V <sub>DC</sub>
Temperatura ambiente de operación	-40°C a 85°C
Indicador	LCD
Desplazamiento volumétrico	<0,15 cm <sup>3</sup>
Rango	<b>D2</b> 50 kPa <b>D3</b> 250 kPa
Sobrepresión y presión estática	16 MPa
Precisión	0,05 - 0,1% FS
Fondo de escala	Regulable: 2,5 bar - P/40
Exactitud (linealidad, histéresis y repetibilidad)	0.1 URL < SPAN < URL ±0,075 % SPAN
Estabilidad	±0,25% URL
Deriva térmica	±(0,02% URL + 0.1%SPAN) por 20°C
Efecto de la presión estática	±0,1% URL por 7 MPa
Efecto de la tensión de alimentación	±0,005% por V
Frecuencia de resonancia	> 500 Hz
Ajuste de amortiguamiento	0 a 32 segundos
Error de montaje	Hasta 250 Pa (eliminable)

**Tabla 4.5** Características de los medidores de presión diferencial SMAR LD301.

En el anexo C se detallan los cálculos realizados para estimar la incertidumbre en la medida para ambos tipos de sensores. En resumen, se han obtenido unas incertidumbres expandidas del  $\pm 0.98 \%$  para los sensores de medida de la presión estática absoluta y  $\pm 0.76 \%$ ,  $\pm 0.75 \%$  para los dos sensores de medida de la presión diferencial, de rangos 50 kPa y 250 kPa, respectivamente.

#### 4.4.3 Incertidumbre en la medida de la temperatura

Para la estimación de la incertidumbre de medida de la temperatura estática, mediante termopares tipo "T", se dispone de la información del fabricante. En el anexo C se detalla el cálculo de incertidumbres realizado para la medida de las temperaturas. Se han realizado las evaluaciones tipo A y tipo B de la incertidumbre a partir de los datos de catálogo disponibles y del cálculo de la desviación típica de los datos muestreados. Los resultados obtenidos para la incertidumbre expandida, considerando un intervalo de confianza del 95%, han sido de  $\pm 1.42 \%$  para la evaluación tipo "B" y  $\pm 0.92 \%$  para la evaluación tipo "A". Los cálculos se han realizado para valores medios de las magnitudes medidas.

En la tabla 4.6 se resumen las incertidumbres obtenidas para las diferentes magnitudes medidas expresadas en valor absoluto y relativo. Aunque, debido a que las magnitudes fluidas medidas varían significativamente a lo largo de los diferentes ensayos, resulta más adecuado expresar la incertidumbre en términos porcentuales.

Incertidumbre expandida		
Intervalo de confianza 95%	Valor absoluto <sup>1</sup>	Valor relativo
<b>Temperatura</b>	°C	%
Termopar tipo T	±1.7	±1.42
<b>Gasto másico</b>	kg/h	%
CMF050 (Rango 0-350 kg/h)	±2.00	±0.85
CMF100 (Rango 0-500 kg/h)	±3.31	±0.93
<b>Presión diferencial</b>	kPa	%
SMAR D2 (Rango 0-50 kPa)	±0.2	±0.76
SMAR D3 (Rango ( 0-250 kPa)	±0.9	±0.75
<b>Presión absoluta</b>	kPa	%
CERALINE (Rango 0-800 kPa)	±5.11	±0.98

<sup>1</sup> Valor absolutos obtenidos para los valores medios de las magnitudes medidas

**Tabla 4.6** Tabla resumen del cálculo de incertidumbres.

#### 4.4.4 Propagación de la incertidumbre en las medidas

En este apartado se calcula mediante la teoría de errores la propagación de éstos en el cálculo de la relación de gastos entre ramas, el número de Mach y el coeficiente de pérdidas de presión de remanso a partir de las medidas experimentales, aunque, para este último se ha realizado un estudio más detallado en el apartado 6.2.

##### 4.4.4.1 Propagación de la incertidumbre en la relación de gastos másicos

La relación de gastos másicos entre ramas se define

$$q = \frac{G_2}{G_3} = \frac{G_2}{G_1 + G_2} \quad (4.15)$$

Diferenciando (4.15)

$$dq = \frac{\partial q}{\partial G_1} dG_1 + \frac{\partial q}{\partial G_2} dG_2 \quad (4.16)$$

La incertidumbre combinada es

$$u_c(q) = \frac{dq}{q} = \pm \left[ \left( \frac{G_1^2}{(G_1 + G_2)^2} \right) \cdot u_{G_1}^2 + \left( \frac{G_2^2}{(G_1 + G_2)^2} \right) \cdot u_{G_2}^2 \right]^{1/2} \quad (4.17)$$

$$u_c(q) = \pm \left[ (1-q)^2 \cdot u_{G_1}^2 + q^2 \cdot u_{G_2}^2 \right]^{1/2} \quad (4.18)$$

y la incertidumbre debida a cada uno de los términos se define como

$$u_{q,G1} = \frac{G_1}{q} \frac{\partial q}{\partial G_1} u_{G1} = -\frac{G_1}{(G_1 + G_2)} u_{G1}, \quad (4.19)$$

$$u_{q,G2} = \frac{G_1}{(G_1 + G_2)} u_{G2}, \quad (4.20)$$

siendo  $u_{G1} = dG_1/G_1$  y  $u_{G2} = dG_2/G_2$ .

Particularizando para el caso más desfavorable,  $q = 0$ , se tiene finalmente que la incertidumbre expandida máxima,  $U_{\text{exp}}(q)_{\text{max}}$  para un coeficiente de cobertura  $k = 2$  correspondiente a un intervalo de confianza del 95% y teniendo en cuenta las incertidumbres expresadas en la tabla 4.6, es del orden del  $\pm 2.5$  %.

#### 4.4.4.2 Propagación de la incertidumbre en el número de Mach

El número de Mach se puede expresar en función de las magnitudes medidas experimentalmente mediante

$$M = \frac{U}{\sqrt{\gamma R_g T}} = \frac{1}{A} G \sqrt{\frac{R_g}{\gamma} \frac{\sqrt{T}}{p}}, \quad (4.21)$$

y diferenciando 4.21 se obtiene

$$dM = \frac{\partial M}{\partial A} dA + \frac{\partial M}{\partial G} dG + \frac{\partial M}{\partial p} dp + \frac{\partial M}{\partial T} dT. \quad (4.22)$$

Teniendo en cuenta que  $A = \pi D^2/4$ , la incertidumbre combinada se obtiene mediante

$$u_c(M) = \pm [4u_D^2 + u_G^2 + \frac{1}{4}u_T^2 + u_p^2]^{1/2}, \quad (4.23)$$

siendo la incertidumbre debida a cada uno de los términos

$$u_{M,A} = \frac{A}{M} \frac{\partial M}{\partial A} u_A = -u_A = -2u_D, \quad (4.24)$$

$$u_{M,G} = \frac{G}{M} \frac{\partial M}{\partial G} u_G = u_G, \quad (4.25)$$

$$u_{M,p} = \frac{p}{M} \frac{\partial M}{\partial p} u_p = -u_p, \quad (4.26)$$

$$u_{M,T} = \frac{T}{M} \frac{\partial M}{\partial T} u_T = \frac{1}{2} u_T, \quad (4.27)$$

Particularizando para el caso más desfavorable, la incertidumbre expandida máxima  $U_{\text{exp}}(M)_{\text{max}}$ , para un coeficiente de cobertura  $k = 2$  correspondiente al intervalo de confianza del 95% teniendo en cuenta la tabla 4.6, es del orden del  $\pm 3\%$ .

#### 4.4.4.3 Propagación de la incertidumbre en el coeficiente de pérdidas de Miller

El coeficiente de pérdidas de presión de remanso de Miller se puede expresar de forma genérica, mediante la ecuación 4.28 (teniendo en cuenta que se trata de propiedades extrapoladas)

$$K_{\text{ud}} = \frac{p_{0u} - p_{0d}}{p_{0c} - p_c} \quad (4.28)$$

Diferenciando

$$dK_{\text{ud}} = \frac{\partial K_{\text{ud}}}{\partial p_{0u}} dp_{0u} + \frac{\partial K_{\text{ud}}}{\partial p_{0d}} dp_{0d} + \frac{\partial K_{\text{ud}}}{\partial p_{0c}} dp_{0c} + \frac{\partial K_{\text{ud}}}{\partial p_c} dp_c \quad (4.29)$$

Sustituyendo en la ecuación de la incertidumbre combinada se obtiene

$$u_c(K_{\text{ud}}) = \pm \left[ \left( \frac{p_{0u}}{p_{0u} - p_{0d}} \right)^2 u_{p_{0u}}^2 + \left( \frac{p_{0d}}{p_{0u} - p_{0d}} \right)^2 u_{p_{0d}}^2 + \left( \frac{p_{0c}}{p_{0c} - p_c} \right)^2 u_{p_{0c}}^2 + \left( \frac{p_c}{p_{0c} - p_c} \right)^2 u_{p_c}^2 \right]^{1/2} \quad (4.30)$$

Siendo la incertidumbre debida a cada uno de los términos

$$u_{K,p_{0u}} = \frac{p_{0u}}{K_{\text{ud}}} \frac{\partial K_{\text{ud}}}{\partial p_{0u}} u_{p_{0u}} = \frac{p_{0u}}{p_{0u} - p_{0d}} u_{p_{0u}} \quad (4.31)$$

$$u_{K,p_{0d}} = \frac{p_{0d}}{K_{\text{ud}}} \frac{\partial K_{\text{ud}}}{\partial p_{0d}} u_{p_{0d}} = -\frac{p_{0d}}{p_{0u} - p_{0d}} u_{p_{0d}} \quad (4.32)$$

$$u_{K,p_{0c}} = \frac{p_{0c}}{K_{\text{ud}}} \frac{\partial K_{\text{ud}}}{\partial p_{0c}} u_{p_{0c}} = -\frac{p_{0c}}{p_{0c} - p_c} u_{p_{0c}} \quad (4.33)$$

$$u_{K,p_c} = \frac{p_c}{K_{\text{ud}}} \frac{\partial K_{\text{ud}}}{\partial p_c} u_{p_c} = \frac{p_c}{p_{0c} - p_c} u_{p_c} \quad (4.34)$$

Pero para obtener la incertidumbre combinada del coeficiente de pérdidas hay que determinar previamente la incertidumbre combinada de la presión de remanso.

Para ello, se parte de la ecuación 4.35 y se diferencia según 4.36, ya que la incertidumbre para el número de Mach si es conocida. Luego

$$p_0 = p \left[ 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right]^{\gamma/\gamma-1}, \quad (4.35)$$

$$dp_0 = \frac{\partial p_0}{\partial p} dp + \frac{\partial p_0}{\partial M} dM, \quad (4.36)$$

$$u_c(p_0) = \pm \left[ (u_p)^2 + \left[ \gamma M^2 \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{-1} \right]^2 (u_M)^2 \right]^{1/2}. \quad (4.37)$$

Sustituyendo valores característicos para cada una de las magnitudes involucradas se obtiene que la incertidumbre combinada para el cálculo de la presión de remanso es del orden del  $\pm 1.5\%$ . Sustituyendo ahora en la ecuación 4.30 y teniendo en cuenta que el orden de magnitud de los coeficientes que multiplican a cada una de las incertidumbres es, típicamente,

$$\left( \frac{p_{0u}}{p_{0u} - p_{0d}} \right)^2 \approx \left( \frac{p_0}{\Delta p_0} \right)^2 \approx \left( \frac{500.000}{100.000} \right)^2 \approx 25,$$

$$\left( \frac{p_c}{p_{0c} - p_c} \right)^2 \approx \left( \frac{p_c}{\frac{1}{2} \rho U^2} \right)^2 \approx \left( \frac{500.000}{50.000} \right)^2 \approx 100,$$

se obtiene que la incertidumbre expandida para el coeficiente de pérdidas  $U_{\text{exp}}(K)_{\text{max}}$ , con un factor de cobertura  $k = 2$  en los casos más desfavorables, puede llegar a ser del orden del  $\pm 25\%$ . En consecuencia, se produce una amplificación significativa de los errores de medida. En el capítulo 6 se detalla el estudio de propagación de errores realizado con objeto de determinar en que proporción se amplifica el error de cada una de las magnitudes medidas para, así, cuantificar con mayor precisión la incertidumbre en el cálculo del coeficiente y obtener información con el fin de proponer una nueva definición del coeficiente que no incluya de forma directa los términos que producen la amplificación del error de medida.



## 5. Metodología de simulación numérica

En el presente capítulo, se abordan los aspectos más relevantes relacionados con la metodología numérica desarrollada para caracterizar el comportamiento del flujo en uniones de conductos mediante la determinación de un coeficiente de pérdidas. Se exponen, en primer lugar, las características geométricas de las mallas desarrolladas, tanto para la unión tipo "T" a 90° como para la unión direccional, y se justifican las dimensiones del dominio computacional en cada caso, especialmente, la longitud de las ramas.

A continuación, se justifican las hipótesis consideradas en el modelo numérico prestando especial atención a la elección del "solver", del modelo de turbulencia y de las condiciones de contorno, y se define el procedimiento seguido para obtener la convergencia de los diferentes casos simulados tanto de unión como de bifurcación de flujos.

Se enumeran también los pasos de que consta la metodología de procesado de los resultados numéricos proporcionados por Fluent, basada en descontar las pérdidas por fricción para obtener las propiedades fluidas extrapoladas hasta la unión utilizando el modelo de Fanno para flujo unidimensional compresible, estacionario y adiabático.

Por último, se ha realizado un estudio de dependencia de los resultados numéricos con respecto a la malla utilizada, para ambos tipos de uniones, con objeto de estimar la incertidumbre numérica de los resultados obtenidos. Para ello, se han desarrollado mallas con diferente tamaño de celdas y número de elementos, seleccionando aquellas, que proporcionando resultados suficientemente exactos y fiables, no requieren un coste computacional muy elevado.

## 5.1 CARACTERÍSTICAS GEOMÉTRICAS DEL DOMINIO COMPUTACIONAL Y METODOLOGÍA DE MALLADO

### 5.1.1 Características geométricas del dominio computacional

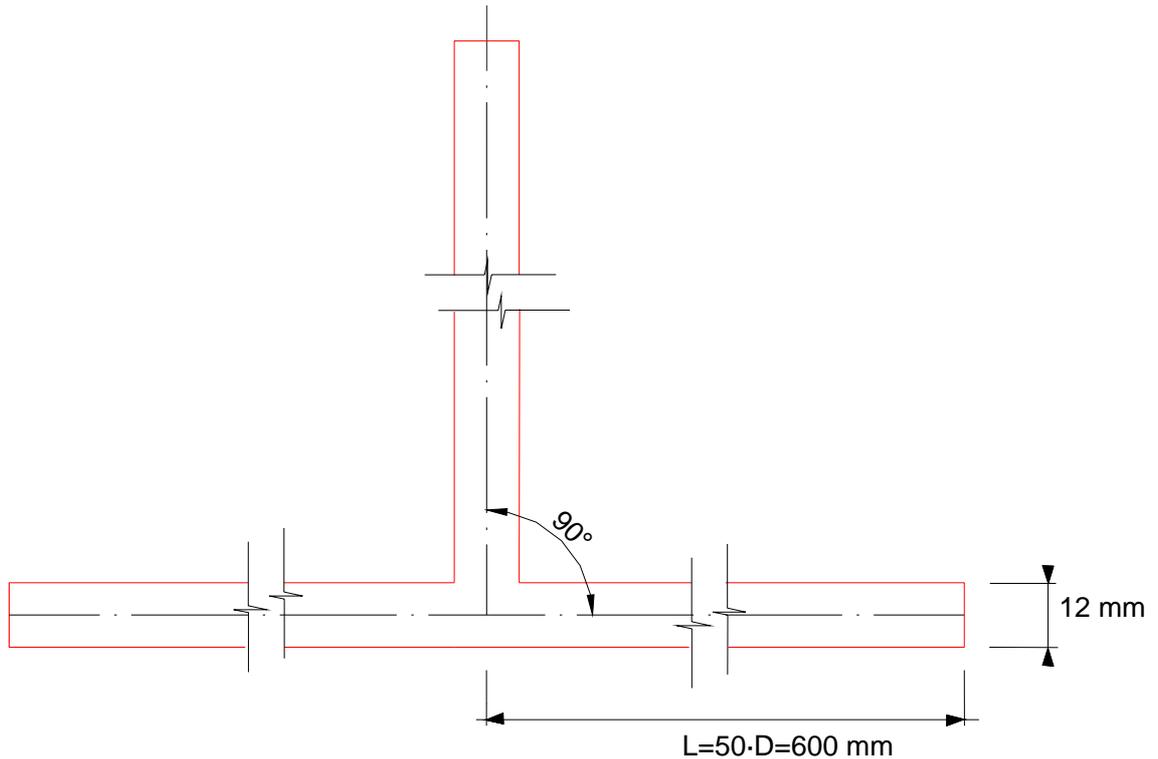
En este apartado se definen las características geométricas de las uniones estudiadas. En primer lugar, se indican las dimensiones de la unión estudiada tipo "T" a 90°. Se ha elegido este tipo de unión de geometría simple, debido a que es el tipo de unión de la que se dispone de mayor información tanto en flujo incompresible como en flujo compresible. A continuación, se indican las dimensiones de la unión direccional tipo pulsoconvertidor, también analizada. El objetivo es comprobar la validez de la metodología desarrollada, validada para uniones de geometría simple, para este tipo de uniones de geometría más compleja.

En el apartado 2.1 se definieron las principales características geométricas de las uniones de conductos, se mostraron los tipos de uniones direccionales más utilizados y se clasificaron los tipos de flujo que se pueden producir en estos componentes. En las figuras 5.1 y 5.2 se muestran las características geométricas y dimensiones de las uniones simuladas numéricamente. En la figura 5.1 se representa esquemáticamente el dominio computacional para la unión tipo "T" a 90°. Se trata de una unión plana de tres conductos de diámetro interior 12 mm, sección circular y con intersección en "arista viva". La longitud de las ramas se ha fijado en  $50 \cdot D$ , distancia que resulta suficiente, en la mayoría de los casos, para conseguir flujo completamente desarrollado.

Se han simulado los cuatro tipos de flujo posibles, que debido a la simetría, son únicamente dos de unión de flujos C1 y C2 y otros dos de bifurcación de flujos D1 y D2. En ambos casos se estudiaron diferentes relaciones de gastos máscos entre ramas,  $q = 0, 0.25, 0.5, 0.75$  y 1.

En la figura 5.2 se ha representado el dominio computacional para la unión direccional tipo pulsoconvertidor modular (o asimétrico compacto). Este tipo de unión direccional se ha seleccionado porque existen ecuaciones analíticas aproximadas que permiten comparar los resultados para flujo incompresible y por su interés práctico.

Se trata también de una unión plana de tres conductos de sección circular con intersección en "arista viva". La rama principal tiene sección transversal constante con un diámetro interior de 24.3 mm, mientras que la rama lateral presenta un cambio gradual de sección transversal desde un diámetro interior de 15.75 mm hasta 12.64 mm, lo que representa una relación de áreas de  $\psi = 0.644$ . El ángulo que forman las ramas principal y lateral es de 30°, y la longitud de las ramas se ha fijado en  $60 \cdot D$ , que se corresponde con una longitud de 945 mm para la rama lateral y 1458 mm para la rama principal. La relación de áreas entre las ramas principal y lateral es de  $\beta = 0.42$ .

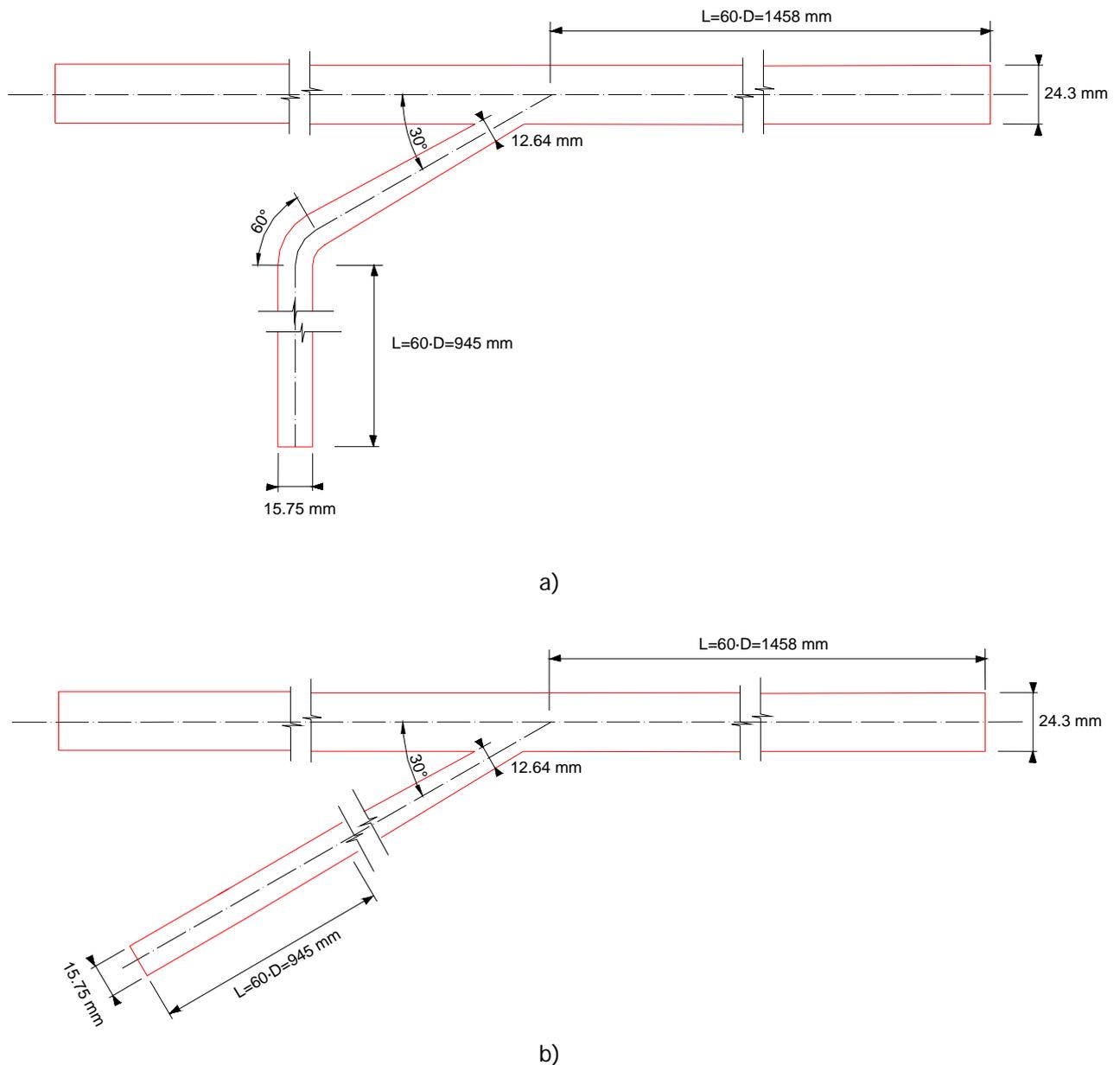


**Figura 5.1** Dominio computacional para la unión tipo "T" a 90°.

Para el cálculo de la incertidumbre numérica se ha utilizado el dominio computacional con codo, por su mayor facilidad para definir las secciones transversales de promediado, mientras que las simulaciones para los tipos de flujo C3 (unión de flujos) y D3 (bifurcación de flujos) se han realizado para la geometría de la unión direccional sin el codo. La longitud se ha aumentado a  $60 \cdot D$  debido a que se observó que en algunas simulaciones de la unión tipo "T" a 90° era necesaria una mayor longitud para que el flujo se desarrollara completamente.

Para esta geometría se simularon, igual que en el caso anterior, diferentes relaciones de gastos máxicos entre ramas  $q = 0, 0.25, 0.5, 0.75$  y  $1$  y, además, con objeto de obtener una información más completa en flujo incompresible, se simularon otras relaciones de gastos máxicos intermedias como  $q = 0.125, 0.375, 0.625$  y  $0.875$ .

Un factor que también se ha considerado a la hora de fijar las dimensiones para el estudio de ambas uniones es que debían ser lo más sencillas posibles de mecanizar con objeto de fabricar un prototipo experimental de dimensiones exactas conocidas, y ser ensayado experimentalmente en el banco de flujo. Además, los diámetros de las ramas se adaptaron a la capacidad del compresor con objeto de obtener datos para un número de Mach en la región de flujo compresible, en ambos casos.



**Figura 5.2** Dominio computacional para la unión direccional tipo pulsoconvertidor. a) Geometría para el cálculo de la incertidumbre numérica. b) Geometría para simulaciones numéricas en los flujos tipo C3 y D3.

### 5.1.2 Metodología de mallado de la geometría

Dadas las características geométricas del dominio computacional, para los dos tipos de uniones estudiadas, donde en la mayor parte de éste se conoce la dirección del flujo principal, resulta adecuado utilizar un tipo de mallado estructurado y dado que no se requiere la misma densidad de mallado en todo el dominio, el espaciado longitudinal es variable dando lugar a una malla no uniforme con mayor número de celdas en la región

de la intersección entre ramas, donde se produce el desprendimiento del flujo y recirculaciones y se pueden necesitar refinados locales.

Las mallas han sido generadas mediante el software de preprocesado Gambit v2.0.4. En la tabla 5.1 se muestran las características principales de las mallas finalmente utilizadas en las simulaciones numéricas tanto para la unión tipo "T" como para la unión direccional. En el apartado 5.4 se detalla el estudio realizado para estimar la incertidumbre de los resultados numéricos y las características de las diferentes mallas utilizadas en el estudio de sensibilidad, entre las cuales se encuentran las referenciadas en la tabla 5.1.

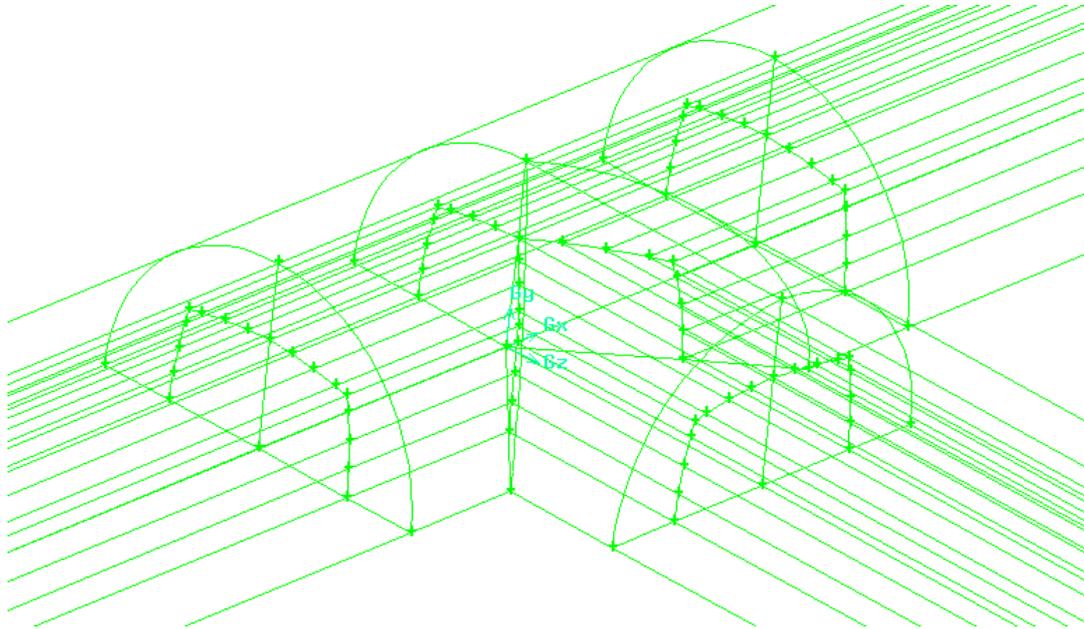
	Unión tipo "T" a 90°	Unión direccional tipo pulsoconvertidor	
		Malla 2	Malla 3
Nº de celdas	176.832	167.308	167.314
Nº de nodos	239.697	183.437	183.438
Volumen máximo	$1.6951 \cdot 10^{-9}$	$1.2400 \cdot 10^{-8}$	$1.2400 \cdot 10^{-8}$
Volumen mínimo	$5.6141 \cdot 10^{-11}$	$4.9356 \cdot 10^{-13}$	$3.5741 \cdot 10^{-11}$
Tipo de mallado	Estructurado y no uniforme	Estructurado en las ramas, no estructurado en la intersección de la rama lateral y no uniforme	

**Tabla 5.1** Características generales de las mallas estudiadas.

En las siguientes figuras se muestran algunos detalles de las mallas desarrolladas y del estudio de calidad realizado mediante los diferentes criterios implementados en Gambit. Debido a la simetría de la unión estudiada es posible reducir el volumen total del dominio computacional a la mitad. En algunos tipos de flujo como son el caso de unión de flujos C2 y el de bifurcación de flujos D2, para la relación de gastos máxicos  $q = 0.5$ , el dominio computacional puede reducirse a la cuarta parte. Información más completa tanto del proceso de generación de las mallas como de los estudios de calidad, se pueden encontrar en los Proyectos Final de Carrera de Murcia Murcia I. (2004) y Talón Toledo R. (2006).

En la figura 5.3 se muestra un detalle del mallado en la zona de intersección de la unión tipo "T" a 90°. Se puede observar que se ha generado únicamente la mitad del volumen total. Para ello, en primer lugar se definen los vértices que forman la sección transversal del conducto. Los vértices interiores se unen utilizando la opción "nurbs" y los exteriores mediante circunferencias. Posteriormente, se definen las cuatro superficies que forman cada sección transversal, generándose por extrusión de la superficie transversal hasta una distancia de  $50D$  los volúmenes de cada una de las ramas. La región de intersección se construye extrusionando la sección transversal generada inicialmente en cada una de las ramas y cortando posteriormente el volumen desarrollado con un plano

vertical a  $45^\circ$ . De esta forma, en la zona de intersección se definen 12 volúmenes parciales que facilitan el mallado.

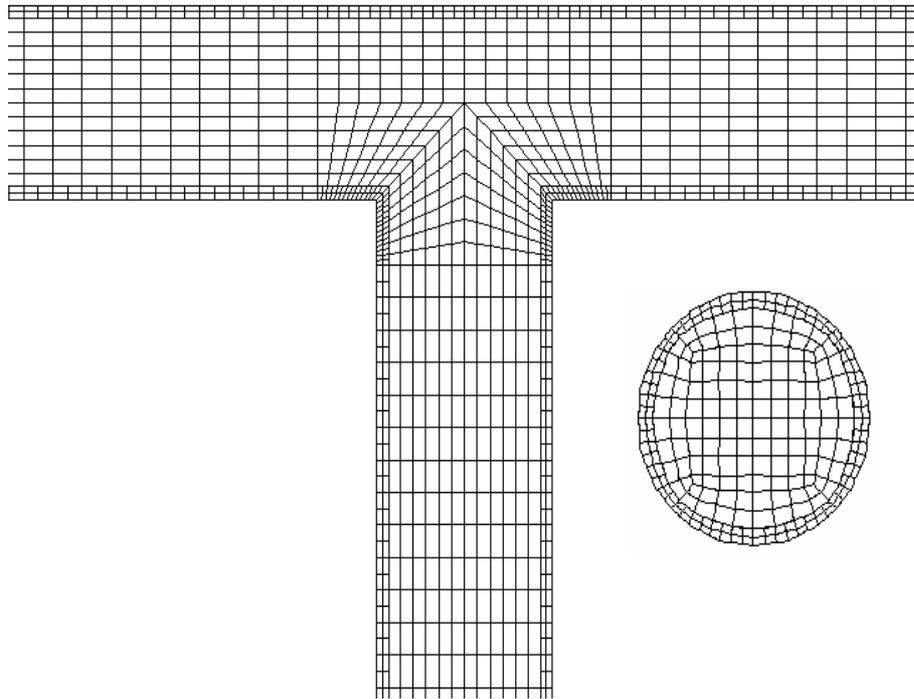


**Figura 5.3** Detalle del mallado en la zona de la intersección. Unión tipo "T" a  $90^\circ$ .

El siguiente paso consiste en mallar la geometría, para lo cual se distribuyen los nodos a lo largo de cada una de las aristas mallándose posteriormente las caras y volúmenes. Las caras se mallan mediante la opción "Quad-Submap" y los volúmenes mediante hexaedros. Finalmente, se selecciona el "solver", se definen las condiciones de contorno y se exporta la malla. El fichero generado de extensión ".msh" es importado desde Fluent y se pueden modificar las condiciones de contorno, realizar refinados de la malla según diferentes criterios y establecer el resto de hipótesis de simulación.

En la figura 5.4 se muestra un detalle del mallado definido en el plano de simetría, donde se aprecia el detalle de ésta en la región de intersección, y en la sección transversal de cada una de las ramas. En este caso, cada celda adyacente a la pared se ha dividido en ocho mediante un proceso de adaptación en Fluent.

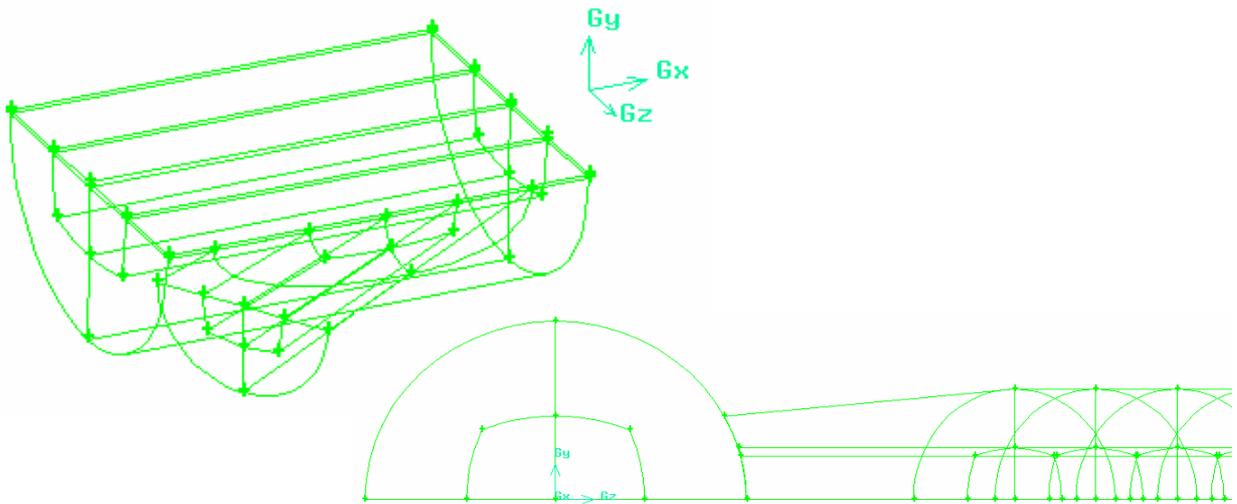
Los nodos a lo largo de cada una de las ramas se han distribuido de forma equiespaciada, con objeto de definir de forma más sencilla las secciones internas para el promediado posterior de magnitudes fluidas.



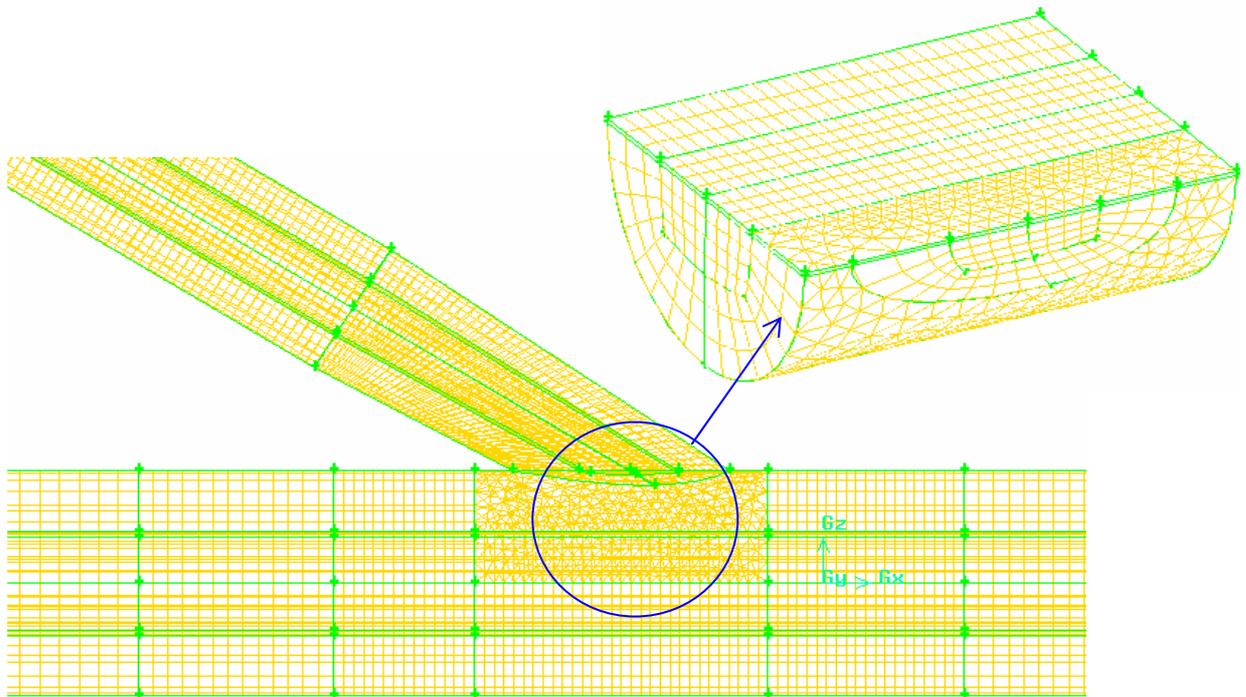
**Figura 5.4** Detalle del mallado en el plano de simetría y de la sección transversal. Unión tipo "T" a  $90^\circ$ .

En la figura 5.5 se muestra un detalle de la geometría generada para la unión direccional tipo pulsoconvertidor en la región de intersección de las ramas. Debido a la existencia de un plano de simetría se ha generado la mitad del volumen total, al igual que el caso de la unión anterior. La sección transversal de cada una de las ramas se ha definido siguiendo un esquema similar al utilizado en la unión tipo "T" a  $90^\circ$ , si bien, en este caso debido al ángulo de intersección de la rama lateral y a que el diámetro de ésta es menor que el diámetro de la rama principal, aparecen algunas dificultades añadidas. Así, el volumen final generado se obtiene mediante una operación Booleana de sustracción de los volúmenes que definen la rama principal y lateral. El volumen de cada una de las ramas se obtiene mediante extrusión de la sección transversal.

Desde el punto de vista del mallado, la zona de intersección de ambas ramas no se puede mallar mediante celdas hexaédricas debido a la diferencia de diámetros, por lo que la solución final adoptada consiste en definir un volumen de transición con mallado no estructurado, con celdas tetraédricas en el interior y celdas piramidales en las paredes de contacto, siendo el resto de la malla de tipo estructurada. En la figura 5.6 se observa el tamaño del volumen mallado de forma no estructurada y un detalle de éste, así como el mallado en la sección transversal del conducto principal y en la superficie de intersección entre la rama lateral y la principal.



**Figura 5.5** Detalles del mallado en la zona de la intersección. Unión direccional tipo pulsoconvertidor a 30°.



**Figura 5.6** Detalle del mallado en el plano de simetría y de la sección transversal. Unión direccional tipo pulsoconvertidor a 30°.

### 5.1.3 Estudio de calidad de las mallas

Los mallados finales seleccionados para ambas uniones se corresponden con los que mejor calidad proporcionan según los diferentes criterios que implementa Gambit. En este caso, se ha considerado que los parámetros relevantes para el estudio de la calidad

de malla, teniendo en cuenta las características geométricas de los volúmenes mallados son "Edge Ratio", "Equiangle Skew" y "Equisize Skew", aunque el significado de estos dos últimos criterios es similar.

El parámetro "Edge Ratio" (ER) compara el tamaño de una arista con el de las demás, para una misma celda, definiendo la aproximación de cada una de éstas a la forma geométrica ideal. Por definición

$$Q_{ER} = \frac{\max\{s_1, s_2, \dots, s_n\}}{\min\{s_1, s_2, \dots, s_n\}} \geq 1 \quad (5.1)$$

Luego cuanto mayor sea este valor más se desvía la celda resultante de la forma regular. La celda de forma perfecta tendría  $Q_{ER} = 1$ .

El parámetro "Equiangle Skew" es una medida de la asimetría

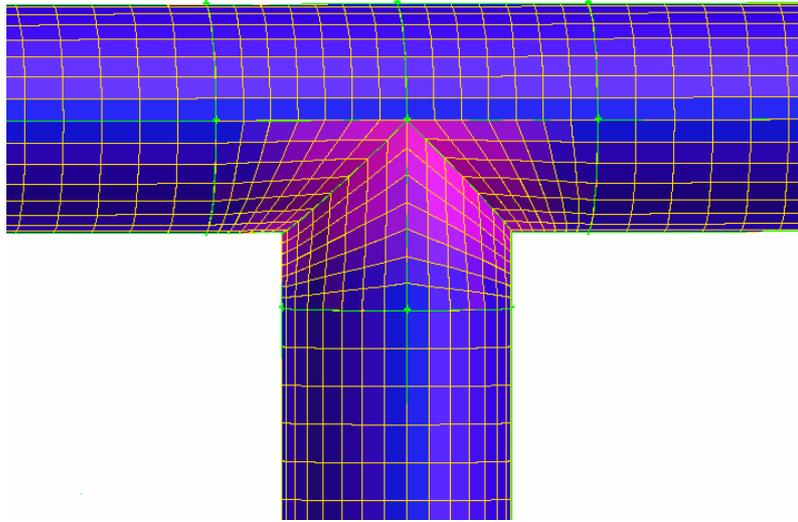
$$Q_{EAS} = \max\left\{\frac{\theta_{\max} - \theta_{eq}}{180 - \theta_{eq}}, \frac{\theta_{eq} - \theta_{\min}}{\theta_{eq}}\right\}, \quad (5.2)$$

siendo  $\theta_{\max}$  y  $\theta_{\min}$  los ángulos máximo y mínimo entre los ejes del elemento estudiado, y  $\theta_{eq}$  el ángulo que correspondería al elemento equilátero ( $60^\circ$  para las geometrías triangular, tetraédrica y piramidal, y  $90^\circ$  para cuadriláteros y hexaedros). De manera que por definición  $0 \leq \theta_{EAS} \leq 1$ , representando para  $\theta_{EAS} = 0$  un elemento equilátero perfecto. Para este parámetro, la calidad de malla aceptable se corresponde con valores de  $\theta_{EAS} \leq 0.5$ . El parámetro "Equisize Skew" viene definido como,

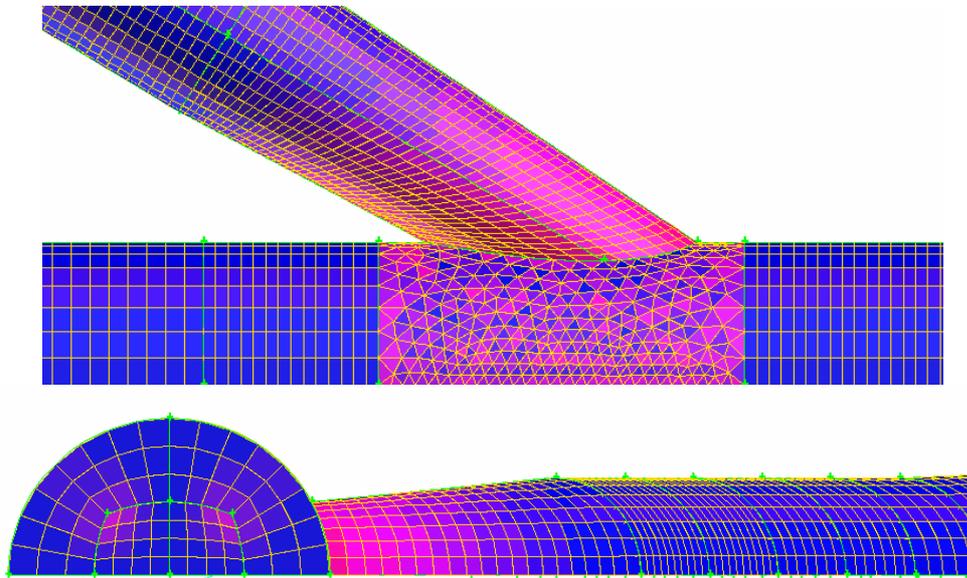
$$Q_{ESS} = \frac{(S_{eq} - S)}{S_{eq}}, \quad (5.3)$$

siendo  $S$  el volumen del elemento mallado y  $S_{eq}$  el volumen máximo de la celda equilátera cuyo radio circunscrito es idéntico al radio de la celda anterior.

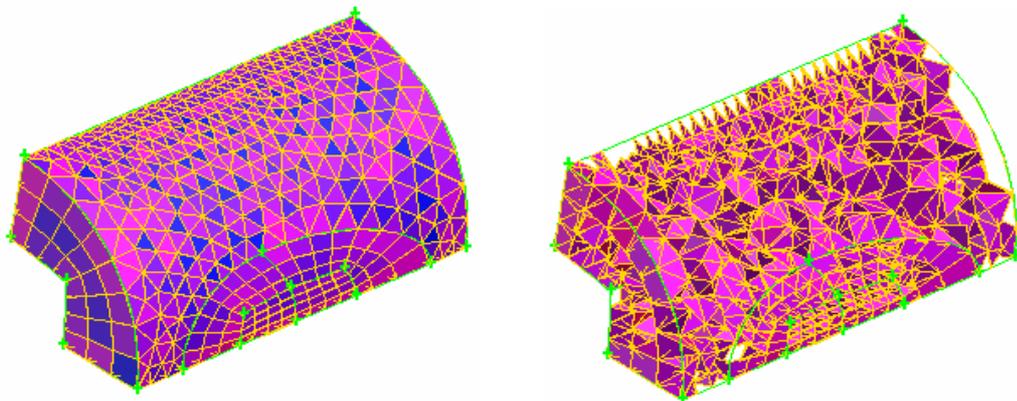
En las figuras 5.7, 5.8 y 5.9 se muestran los resultados del análisis de calidad de malla para la unión tipo "T" a  $90^\circ$  y la unión direccional, respectivamente. En el primer caso, la malla es de muy buena calidad y sólo se tienen celdas ligeramente deformadas en las zonas de intersección de la rama lateral con la principal. Para la unión direccional, el volumen no estructurado y la rama lateral son los que presentan celdas de menor calidad según el criterio utilizado de "Equiangle Skew".



**Figura 5.7** Estudio de calidad de la malla. Unión tipo "T" a 90°.



**Figura 5.8** Estudio de calidad de la malla. Unión direccional tipo pulsoconvertidor.



**Figura 5.9** Estudio de calidad de la malla. Unión direccional tipo pulsoconvertidor. Detalle del volumen no estructurado.

## 5.2 HIPÓTESIS DE SIMULACIÓN

El modelo numérico formulado en el apartado 3.1, se compone básicamente del sistema de ecuaciones de Reynolds para el movimiento promedio tridimensional y particularizado para flujo compresible, estacionario y adiabático. El sistema de ecuaciones generales se cierra, como se indicó en el apartado 3.2, con la ecuación de los gases perfectos, las relaciones termodinámicas para la entalpía estática, la viscosidad molecular en función de la temperatura, el calor específico a presión constante y un conjunto de ecuaciones adicionales, denominado modelo de turbulencia. En este estudio se ha utilizado el modelo de turbulencia de dos ecuaciones  $k-\omega$  SST (Shear-Stress Transport) desarrollado por Menter (1992).

En este apartado se detallan las hipótesis de simulación establecidas en Fluent, con objeto de resolver el sistema de ecuaciones anterior de manera que las soluciones obtenidas sean lo más exactas y fiables posible. Se justifican también la selección del "solver" más adecuado, se detalla el procedimiento seguido para seleccionar el modelo de turbulencia más idóneo al flujo estudiado, se definen las condiciones de contorno y propiedades físicas del fluido y, finalmente se fija el criterio de convergencia utilizado.

### 5.2.1 Elección del solver. Esquemas de interpolación y discretización

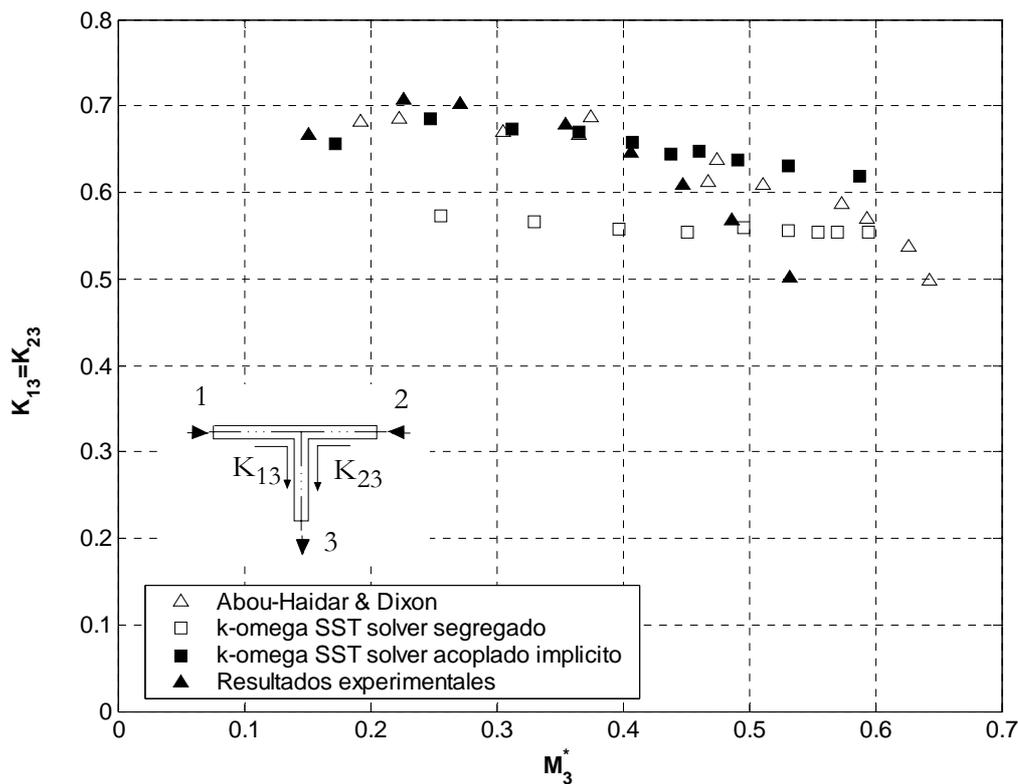
El sistema de ecuaciones que gobierna el flujo se resuelve mediante el código Fluent v6.1.18 de propósito general y basado en volúmenes finitos. Fluent implementa dos "solver" diferentes, el "solver acoplado" y el "solver segregado". A su vez, el "solver acoplado", permite seleccionar entre dos formulaciones diferentes, "explícita" e "implícita". En el "solver acoplado" las ecuaciones de continuidad, cantidad de movimiento y energía se resuelven acopladas, es decir, simultáneamente, mientras que en caso del "solver segregado" estas ecuaciones se resuelven iterativamente. Por otra parte, las formulaciones "implícita" y "explícita" del "solver acoplado", difieren en la forma en que se linealizan las ecuaciones. Así, en la formulación explícita cada incógnita se obtiene en función de magnitudes conocidas de celdas adyacentes, mientras que en la formulación implícita cada nueva incógnita se calcula en función de magnitudes desconocidas de celdas adyacentes.

El resto de ecuaciones, como las relativas al modelo de turbulencia, son resueltas de modo segregado aún estando dentro del solver acoplado. Estas ecuaciones se linealizan y se resuelven implícitamente empleando los mismos procedimientos que se emplean en el solver segregado.

Como norma general en flujo compresible, el "solver acoplado" es más adecuado, si bien, el coste computacional es mucho mayor que para el "solver segregado" y su convergencia resulta mucho más compleja y costosa de alcanzar.

El “solver segregado” ha sido empleado ampliamente en flujos incompresibles y moderadamente compresibles, mientras que el “solver acoplado” fue diseñado específicamente para flujo compresible. Ambos pueden ser utilizados en un amplio rango de flujos compresibles, sin embargo, en la comparación realizada se pone de manifiesto que el “solver acoplado” proporciona mejores resultados para el coeficiente de pérdidas de presión de remanso, aunque el tiempo de cálculo y la memoria requerida es mucho mayor. Además, el proceso de convergencia es mucho más inestable en el caso del solver acoplado.

En la figura 5.10 se muestran los resultados obtenidos utilizando el modelo de turbulencia  $k - \omega$  SST con los “solver segregado” y “acoplado” con formulación implícita. Se han comparado los resultados obtenidos para el tipo de flujo C2 con relación de gastos máxicos  $q = 0.5$ , con los datos de referencia de Abou-Haidar y Dixon. Se observa que los resultados utilizando el “solver acoplado implícito” presentan una mejor concordancia que los resultados obtenidos con el “solver segregado” tanto en magnitud como en tendencia, por tanto, las simulaciones se han realizado con el “solver acoplado implícito” ya que es el más adecuado para flujo compresible.



**Figura 5.10** Comparación del solver segregado y acoplado. Unión de flujos C2,  $q = 0.5$ .

### 5.2.1.1 Esquemas de interpolación y discretización

Fluent almacena los valores discretos de las variables  $\phi_i$  en el centro de las celdas. Sin embargo, es necesario conocer los valores en las caras  $\phi_{\text{face}(i)}$  para los términos convectivos. Para obtenerlos se interpola a partir de los valores obtenidos en el centro de las celdas adyacentes mediante el empleo de un esquema "upwind". Esto significa que el valor en la cara  $\phi_{\text{face}(i)}$  se calcula a partir de los valores que toma esa variable en las celdas que se encuentran aguas arriba de la que se está calculando. En Fluent, se puede optar por diferentes esquemas del tipo "upwind" como el "upwind" de primer orden, "upwind" de segundo orden, ley exponencial y "QUICK".

Fluent permite seleccionar el esquema de discretización para los términos convectivos de cada una de las ecuaciones que gobiernan el flujo. Se utiliza segundo orden, por defecto, para los términos viscosos. En el caso de emplear el solver acoplado, las ecuaciones del flujo se resuelven empleando, por defecto, un esquema de segundo orden y el resto de las ecuaciones emplean un esquema de upwind de primer orden, también por defecto. En este caso se han seleccionado esquemas de discretización de segundo orden para todas las variables. Cuando el flujo se encuentra alineado con la malla el esquema "upwind" de primer orden proporciona resultados aceptables. Pero cuando el flujo no se encuentra alineado con la malla, lo que ocurre en la zona de la unión, este esquema incrementa los errores de discretización (difusión numérica). En mallas con elementos hexaédricos y flujo no alineado se obtendrán mejores resultados con el esquema "upwind" de segundo orden.

El esquema de discretización "QUICK" ofrece resultados más precisos que el "upwind" de segundo orden, en flujos ciclónicos con elevada vorticidad, o en flujos con rotación en mallas de celdas hexaédricas. El esquema "PISO" se utiliza en simulaciones transitorias y ofrece la misma precisión que un esquema "upwind" de primer orden.

El esquema de interpolación de la presión, para flujo compresible, es el "Standard", que determina los valores de la presión en las caras mediante el uso de los coeficientes de la ecuación de cantidad de movimiento. Dado que el primer paso en el proceso de convergencia es utilizar el "solver segregado", en este caso sí que resulta adecuado utilizar el esquema de interpolación de segundo orden, el cual reconstruye la presión en la cara de la misma manera que los términos convectivos. Este esquema suele ofrecer resultados más realistas que los esquemas "standard" y "lineal" pero puede dar problemas si se emplea con mallas de mala calidad.

El esquema de interpolación seleccionado para la densidad en flujo compresible es el "upwind" de segundo orden. Por último, el esquema de interpolación utilizado para el acoplamiento presión-velocidad es el "SIMPLE". El esquema "SIMPLEC" se ha utilizado también sin obtener diferencias significativas.

### 5.2.2 Elección del modelo de turbulencia. Implementación en Fluent

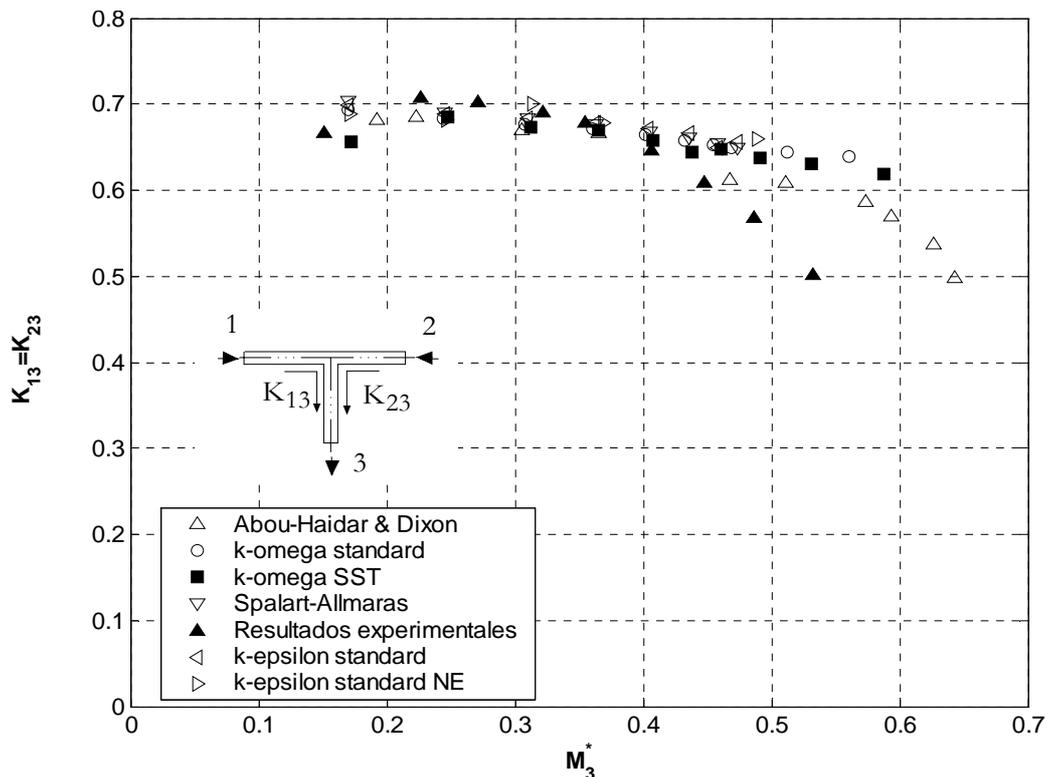
En flujo turbulento las magnitudes fluidas se consideran suma de una componente media más una componente fluctuante de naturaleza aleatoria. Esta componente fluctuante, generalmente, es de pequeña escala y alta frecuencia, por lo que para simular el campo fluido de manera exacta, lo que se conoce por simulación numérica directa, se requiere una gran capacidad de cálculo. Para reducir el coste computacional se resuelven generalmente las ecuaciones de Reynolds promediadas (Reynolds Averaged Navier-Stokes, RANS). El sistema de ecuaciones de Reynolds incluye dos términos relacionados con las componentes fluctuantes que son los términos del esfuerzo cortante turbulento y la disipación turbulenta, generados al realizar el promediado de los términos del flujo convectivo de cantidad de movimiento y energía, por lo que para cerrar el sistema se requieren ecuaciones adicionales que son introducidas mediante un modelo de turbulencia, también conocidas como hipótesis de cierre.

Existen diferentes modelos de turbulencia que dependiendo del problema estudiado pueden proporcionar soluciones correctas. Fluent implementa diferentes modelos de turbulencia que permiten resolver la capa límite si el mallado del dominio computacional es adecuado, o bien, emularla mediante la utilización de modelos para reproducir la estructura interna de ésta (leyes de pared). No existe un modelo de turbulencia de aplicación universal, por lo que es necesario realizar un estudio comparativo de los resultados proporcionados por los diferentes modelos y elegir el más adecuado en cada problema concreto.

Los modelos  $k-\omega$  "SST", con las opciones "Compressibility Effects" y "Viscous Heating", y  $k-\varepsilon$  "realizable", con las funciones de pared "Non-Equilibrium" y Spalart-Allmaras, están especialmente diseñados y recomendados para flujos internos en los que se producen elevados gradientes de presión adversos, zonas de desprendimiento y recirculación. Estas características están presentes en los casos de flujo en uniones de conductos, por lo que en principio se han seleccionado para realizar un estudio comparativo.

En este apartado se presentan los resultados obtenidos al comparar los modelos de turbulencia  $k-\varepsilon$  "Standard" con "Standard Wall Functions", "Realizable" con "Non-Equilibrium Wall Functions",  $k-\omega$  "Standard" y "SST" (Shear-Stress Transport) y Spalart-Allmaras, para un caso de unión de flujos C2 y otro de bifurcación de flujos D2 con relación de gastos máxicos entre ramas  $q = 0.5$ , en ambos casos. El modelo "RSM" (Reynolds Stress Model) se ha descartado por su elevado coste computacional.

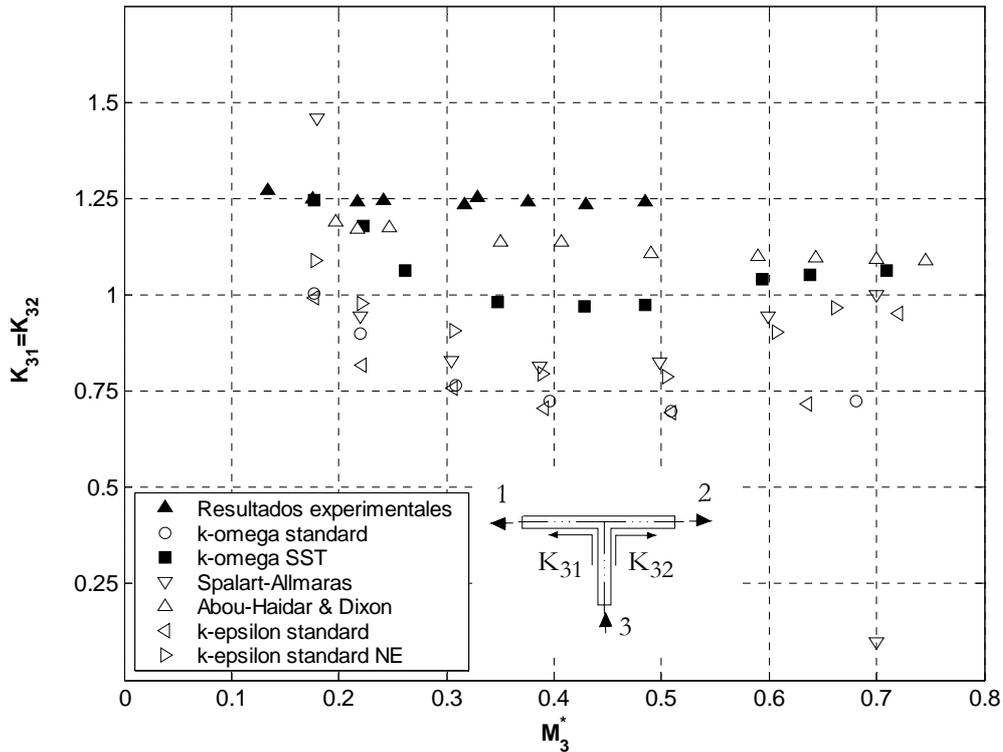
En las figuras 5.11 y 5.12 se comparan los resultados numéricos obtenidos utilizando diferentes modelos de turbulencia con resultados experimentales y datos de referencia, para el coeficiente de pérdidas de presión de remanso en los flujos tipo C2 y D2 de unión y bifurcación de flujos, respectivamente, con  $q = 0.5$ , en función del número de Mach extrapolado en la rama común. Para el caso de unión de flujos (figura 5.10) el coeficiente de pérdidas obtenido a partir de los resultados numéricos de los diferentes modelos de turbulencia es similar en todos los casos, y coincide muy bien con los resultados experimentales y los datos de referencia de Abou-Haidar y Dixon. Sin embargo, para el caso de bifurcación de flujos (figura 5.11) las discrepancias entre los diferentes modelos de turbulencia son importantes, siendo el modelo de turbulencia  $k - \omega$  "SST" el que proporciona resultados más próximos a los resultados experimentales y de referencia. Es de destacar que para el rango intermedio de números de Mach simulados, el valor del coeficiente obtenido numéricamente con todos los modelos de turbulencia es ligeramente inferior a los resultados experimentales y de referencia. Este aspecto será analizado con más detalle en el capítulo de resultados.



**Figura 5.11** Comparación entre diferentes modelos de turbulencia. Unión de flujos C2,  $q = 0.5$ .

Entre los modelos de turbulencia analizados, los modelos  $k - \epsilon$  y  $k - \omega$  son modelos de dos ecuaciones, mientras que el modelo de Spalart-Allmaras es de una sola ecuación. En todos se considera que la turbulencia es isotrópica. El único modelo RANS implementado en Fluent y que no considera esta simplificación es el modelo RSM (Reynolds Stress Model). Se trata de un modelo de seis ecuaciones y su coste computacional es muy elevado en comparación con los anteriores.

En cuanto al tiempo de computación, el modelo  $k-\omega$  "standard" es el que menor tiempo de cálculo requiere. El modelo Spalart-Allmaras requiere un tiempo de cálculo un 3,8% mayor, mientras que el  $k-\omega$  "SST" requiere un 21,51% más de tiempo, para realizar el mismo número de iteraciones. La comparación se ha llevado a cabo con un P4 a 3 GHz y 1 Gb de memoria RAM.



**Figura 5.12** Comparación entre diferentes modelos de turbulencia. Bifurcación de flujos D2,  $q = 0.5$ .

Se concluye que el modelo de turbulencia  $k-\omega$  "SST" es el que proporciona mejores resultados en este problema físico. El planteamiento matemático del modelo se describe con detalle en el apartado 3.2.1, y en el siguiente apartado se especifican los detalles de las hipótesis seleccionadas en Fluent, para este caso.

### 5.2.2.1 Implementación en Fluent

En la pantalla "Viscous Model" se seleccionaron las opciones que se pueden observar en la figura 5.13. En la tabla 5.2 se resumen las características del modelo de turbulencia elegido y sus parámetros de inicialización. Fluent admite distintas formas para especificar los valores de entrada para la turbulencia en las condiciones de contorno. Para el caso de flujo en conductos se suelen utilizar los parámetros de intensidad de turbulencia y diámetro hidráulico. La intensidad de turbulencia  $T_u$  se puede estimar mediante

$$T_u = \frac{\sqrt{u'^2}}{U} \approx 0.16 \cdot (Re_{D_h})^{-\frac{1}{8}}, \tag{5.1}$$

que es una correlación basada en datos experimentales para conductos, siendo,  $D_h = D$  el diámetro hidráulico para conductos de sección circular. Teniendo en cuenta que el número de Reynolds se encuentra dentro del intervalo  $1 \cdot 10^5 \leq Re_{D_h} \leq 5 \cdot 10^5$ , la intensidad de turbulencia se encontrará, aproximadamente, dentro del intervalo  $3\% \leq T_u \leq 4\%$ . En las simulaciones se ha fijado el valor máximo, en todos los casos, 4% y el diámetro hidráulico es 12 mm para la unión tipo "T" a 90° y 24.3 ó 15.75 mm para la unión direccional, dependiendo de la rama considerada.

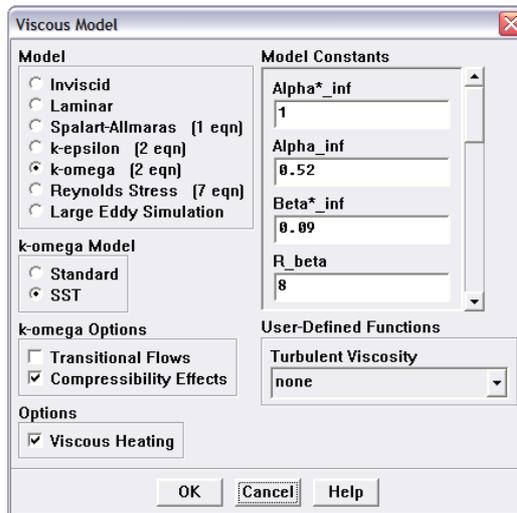


Figura 5.13 Opciones seleccionadas para el modelo viscoso.

MODELO TURBULENTO	
Modelo viscoso	k – ω (2 ecuaciones) SST
Opciones:	Efectos de compresibilidad activados Calentamiento viscoso activado
Constantes del modelo viscoso:	
Alpha*_inf	1
Alpha_inf	0.52
Beta*_inf	0.09
R_beta	8
Zeta*	1.5
Mt0	0.25
a1	0.31
Beta_i (Inner)	0.075
Beta_i (Outer)	0.0828
TKE (Inner) Prandtl #	1.176
TKE (Outer) Prandtl #	1
SDR (Inner) Prandtl #	2
SDR (Outer) Prandtl #	1.168
Energy Prandtl number	0.85
Wall Prandtl number	0.85

Tabla 5.2 Parámetros de inicialización del modelo de turbulencia seleccionado.

### 5.2.3 Condiciones de contorno y propiedades físicas del flujo

En este apartado se describen las condiciones de contorno establecidas y los modelos considerados para las propiedades físicas. Al tratarse de un código de propósito general, Fluent implementa diferentes tipos de condiciones de contorno, sin embargo, para flujo compresible, en general, y para uniones de conductos, en particular, las condiciones de contorno más adecuadas son "Mass Flow Inlet", "Pressure Inlet" y "Pressure Outlet" para las secciones de entrada y salida, respectivamente. Las condiciones de contorno "Wall" y "Symmetry" son también de aplicación.

En el flujo en uniones de conductos se tienen dos tipos de flujo totalmente diferentes, en cuanto a su configuración, como son el caso de unión de flujos y de bifurcación. Además, es necesario fijar unos determinados valores para la relación de gastos máscicos entre ramas. Según este planteamiento, las condiciones de contorno que proporcionan mejores resultados son:

- a) Unión de flujos. "Mass Flow Inlet" en las ramas de entrada y "Pressure Outlet" en la rama de salida.
- b) Bifurcación de flujos. "Mass Flow Inlet" en la rama de entrada y "Pressure Outlet" en las ramas de salida, si bien, para conseguir la relación de gastos deseada, con la condición de contorno "Pressure Outlet" en una de las ramas de salida, se debe activar la opción "Target-Mass-Flow-Rate-Setting" que permite imponer un gasto máscico determinado de salida en dicha rama.

#### 5.2.3.1 Condición de contorno "Mass Flow Inlet"

Mediante esta condición de contorno, se fija un gasto máscico de entrada o un gasto máscico por unidad de área, mientras que la presión en dicha sección, se ajusta en función de otras condiciones de contorno adicionales. Se utiliza esta condición cuando es más importante fijar un gasto máscico que la presión total, ya que para conseguir una variación controlada del número de Mach en la rama común, que es el parámetro con respecto al cual se representa el coeficiente de pérdidas, resulta más sencillo ir aumentando el gasto máscico en las ramas de entrada y mantener constante la presión en la rama de salida. Por otro lado, este procedimiento es similar al utilizado en los ensayos experimentales en el banco de flujo.

En los casos de unión de flujos, al fijar el gasto máscico en las dos ramas de entrada la relación de gastos máscicos queda establecida de forma simple, y la presión en cada una de estas entradas se ajustará en función del gasto máscico. Los datos de entrada para esta condición de contorno son, como se observa en la figura 5.14: gasto máscico o gasto máscico por unidad de área, temperatura de remanso, presión estática, dirección del flujo y parámetros de turbulencia.

Parameter	Value	Method/Option
Zone Name	salida	
Mass Flow Specification Method	Mass Flow Rate	Dropdown
Mass Flow-Rate [kg/s]	0.048	Text Input
Total Temperature [k]	300	constant (Dropdown)
Supersonic/Initial Gauge Pressure [pascal]	320000	constant (Dropdown)
Direction Specification Method	Normal to Boundary	Dropdown
Reference Frame	Absolute	Dropdown
Turbulence Specification Method	Intensity and Hydraulic Diameter	Dropdown
Turbulence Intensity [%]	4	Text Input
Hydraulic Diameter [m]	0.0243	Text Input

**Figura 5.14** Datos de entrada para la condición de contorno “Mass Flow Inlet”.

En todas las simulaciones se introduce un gasto másico que Fluent internamente lo convierte en un gasto másico por unidad de área, dividiéndolo entre el área transversal del conducto. Se puede definir también un gasto másico por unidad de área empleando una función definida por el usuario (UDF) o un perfil de gasto másico. En el caso de simular un flujo tridimensional con un plano de simetría, en el que se trabaja con la mitad del volumen real como es nuestro caso, el gasto que se debe introducir es la mitad del gasto real.

La temperatura de remanso en el caso estudiado de flujo adiabático, se mantiene constante y se ha fijado en todas las simulaciones en 300 K. La influencia de esta magnitud sobre el coeficiente de pérdidas no es significativa según las pruebas realizadas y que se detallan en el Anexo D.

La presión estática (Supersonic/Inicial Gauge Pressure) sólo se debe especificar si el flujo en la entrada es supersónico o si se desea que se tenga en cuenta este valor para realizar la inicialización del problema. Sin embargo, tiene influencia en el proceso de convergencia si en algún momento se produce flujo inverso en las secciones de entrada. Este valor de presión lo ignora Fluent si el flujo es subsónico.

Existe la posibilidad de especificar la dirección del flujo bien mediante el vector de dirección de la superficie o bien indicando que el flujo sigue una dirección normal a la superficie. Si se selecciona la opción “Normal to Boundary” no hace falta ninguna entrada más. El flujo seguirá una trayectoria normal a la superficie. Los parámetros de turbulencia están descritos en el apartado 5.2.1.1.

### 5.2.3.2 Condición de contorno "Pressure Outlet"

Mediante esta condición de contorno se establece la presión estática relativa en la sección de salida. Esta presión se suma con la presión de operación para obtener la absoluta. En nuestro caso, se ha fijado en todas las simulaciones la presión de operación en cero y se han despreciado los efectos gravitatorios por tratarse del flujo de un gas, por lo tanto, la presión establecida mediante esta condición de contorno es directamente la presión estática absoluta. Se ha fijado un valor constante de 300.000 Pa en todas las simulaciones para la presión en las ramas de salida. Este valor es del orden del valor alcanzado en los ensayos experimentales y simula el nivel de presión alcanzado en la unión, por el compresor del banco de flujo.

El valor de la presión en las secciones de salida condiciona, por lo tanto, la presión en las entradas y por supuesto el número de Mach. Para conseguir de manera más sencilla una distribución uniforme de los casos simulados, en función del número de Mach, como se ha comentado, en todas las simulaciones se mantiene constante la presión de salida y se varía el gasto másico. La influencia del nivel de presión fijado en la salida, sobre el coeficiente de pérdidas, también se han estudiado no siendo ésta significativa como se detalla en el Anexo D.

Los datos de entrada para esta condición de contorno como se observa en la figura 5.15 son: Presión estática, opciones "Backflow" de temperatura de remanso, dirección del flujo y parámetros de turbulencia y equilibrio radial de distribución de la presión activado (sólo en flujos 3D).

**Figura 5.15** Datos de entrada para la condición de contorno "Pressure Outlet".

Al habilitar la opción "Radial Equilibrium Pressure Distribution", la presión estática es calculada asumiendo que la componente radial de la velocidad es despreciable, por lo que el gradiente de presión viene dado por

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\rho v_{\theta}^2}{r}, \quad (5.2)$$

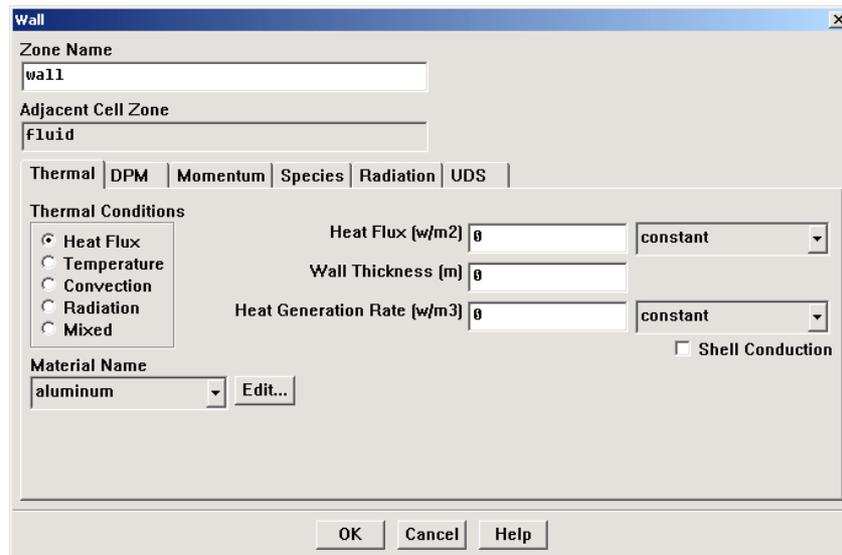
siendo "r" la distancia desde el eje de simetría y "v<sub>θ</sub>" la velocidad acimutal. Los valores nombrados con la extensión "backflow", solamente se emplearán si se producen recirculaciones del flujo en la sección del conducto donde se establece la condición de contorno. Por lo tanto, es importante introducir valores realistas en los campos nombrados como "backflow" ya que aunque no se produzca nunca una recirculación a la salida, para ramas suficientemente largas, durante el proceso de convergencia si es probable que aparezca alguna. Por ello, si no se introducen valores realistas es posible que la convergencia se vea afectada.

En los casos de unión de flujos, la presión fijada a la salida de la rama común condiciona la presión en las dos secciones de entrada. En los casos de bifurcación de flujos, una de las dos presiones de salida se debe modificar para fijar el gasto másico de salida y la relación de gastos másicos deseada, mediante la opción "Target-Mass-Flow-Rate-Setting". En consecuencia, la presión de salida restante condiciona la presión en la otra rama de salida y la presión en la rama de entrada.

### 5.2.3.3 Condición de contorno "Wall" y "Symmetry"

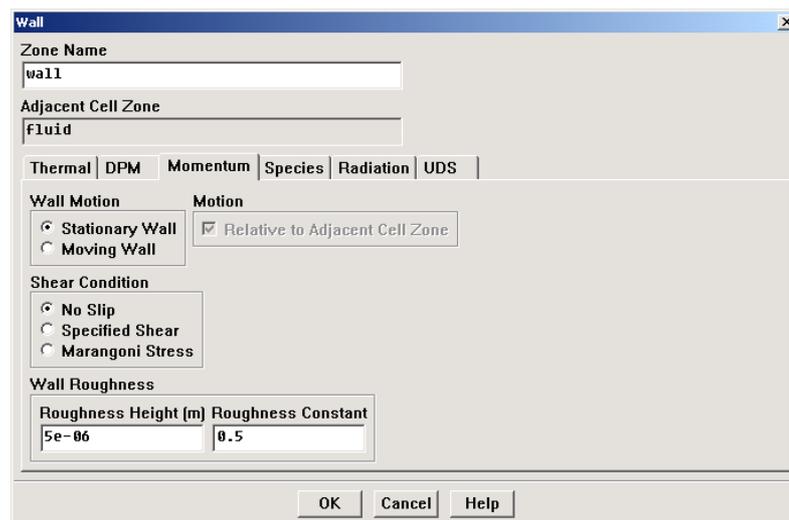
La condición de contorno de "Wall" se emplea como frontera entre regiones fluidas y sólidas. En flujo viscoso se presenta por defecto la condición de contorno pared "No-Slip" y es la que se ha seleccionado en todas las simulaciones. No obstante, se puede especificar una componente tangencial de la velocidad en términos del movimiento translacional o de rotación de la pared o adoptar el modelo "Slip" (esfuerzo cortante nulo en la pared). El esfuerzo cortante y la transmisión de calor entre el fluido y la pared se calculan teniendo en cuenta el comportamiento local del fluido.

Los datos de entrada en esta condición de contorno son, consideraciones térmicas de la pared, esfuerzo cortante en la pared y rugosidad de la pared. Cuando se está resolviendo la ecuación de la energía es necesario definir condiciones térmicas en la pared. Hay diferentes tipos de condiciones térmicas disponibles para la pared, como se puede observar en la figura 5.16: flujo de calor constante, temperatura de pared constante, transmisión de calor por convección, transmisión de calor por radiación con el exterior del dominio computacional y combinación de transmisión de calor por convección y radiación con el exterior. En todas las simulaciones se ha impuesto la condición de flujo de calor nulo para reproducir las condiciones de flujo adiabático, asumidas en el modelo matemático.



**Figura 5.16** Datos de entrada para la condición de contorno "Wall". Condiciones térmicas.

En Fluent existen tres modelos para el esfuerzo cortante en la pared: no-slip, esfuerzo cortante introducido por el usuario, y esfuerzo cortante de Marangoni. La condición de "No-slip" se encuentra activada por defecto, e indica que el fluido se adhiere a la pared y se mueve con la misma velocidad que la pared. El fijar un determinado valor del esfuerzo cortante, o el empleo del esfuerzo cortante de Marangoni, puede resultar de utilidad cuando se modelan situaciones en las que el esfuerzo cortante es conocido.



**Figura 5.17** Datos de entrada para la condición de contorno "Wall". Esfuerzo cortante en la pared.

La selección del modelo de cálculo del esfuerzo cortante se realiza con la pestaña "Momentum", como se observa en la figura 5.17. Se puede también especificar, en el

caso de paredes internas rugosas, el valor promedio de la rugosidad absoluta y el grado de uniformidad de ésta. En las simulaciones numéricas se puede fijar un valor de la rugosidad similar al obtenido en las medidas realizadas con el rugosímetro o fijar otro valor diferente. Si bien, éste debe tenerse en cuenta en el procesado para descontar las pérdidas por fricción en los tramos rectos.

La condición de contorno "Symmetry" se emplea cuando la geometría y el flujo son simétricos respecto de un plano, reduciéndose a la mitad el dominio computacional. Se considera que no existe flujo convectivo ni difusión a través del plano de simetría para ninguna de las magnitudes fluidas y que el esfuerzo cortante es nulo.

#### 5.2.3.4 Propiedades fluidas

Las propiedades físicas del fluido se resumen en la tabla 5.3. Dado que se trata de flujo compresible la densidad queda definida mediante la ley de gas ideal, para la viscosidad dinámica se ha seleccionado la ley de Sutherland de tres coeficientes y el calor específico a presión constante se ha considerado constante y no función de la temperatura, de acuerdo con las conclusiones del estudio particular realizado cuyos detalles se exponen en el Anexo D.

PROPIEDADES DEL FLUIDO	
Fluido	AIRE
Densidad ( $\text{kg/m}^3$ )	Ley de Gas Ideal
Viscosidad dinámica ( $\text{kg/ms}$ )	Ley de Sutherland de 3 coeficientes
Viscosidad de referencia $\mu_{\text{ref}}$ ( $\text{kg/m}\cdot\text{s}$ )	$1.7894 \cdot 10^{-5}$
Temperatura de referencia $T_{\text{ref}}$ (K)	273.11
Temperatura efectiva $T_{\text{eff}}$ (K)	110.56
Calor específico ( $\text{J/kg}\cdot\text{k}$ )	1006.43 (constante)

**Tabla 5.3** Propiedades físicas del fluido.

#### 5.2.4 Criterio de convergencia

Una parte fundamental del proceso de resolución numérica de un problema es la convergencia de las variables incógnitas. En todos los casos analizados se han impuesto severos límites de convergencia para asegurar buenos resultados.

Para medir la convergencia no basta sólo con analizar el valor de los residuales de las ecuaciones. En nuestro caso, para decidir si un caso está o no suficientemente convergido se ha optado por visualizar el valor de los residuales normalizados y de otras magnitudes testigo como, por ejemplo, el gasto másico en una sección dada. Pero fundamentalmente la magnitud decisiva ha sido el flujo neto de masa, es decir, la

ecuación de continuidad aplicada entre las secciones de entrada y salida de la unión estudiada. En este caso, el flujo neto de energía es nulo por tratarse de un flujo adiabático y sus residuales no se han tenido en cuenta.

Se han observado ciertas diferencias en el proceso de convergencia dependiendo de si el tipo de flujo es unión o bifurcación. Para resolver un caso de unión de flujos, el número de iteraciones necesarias es sustancialmente menor que en los casos de bifurcación de flujos. Esto puede ser debido a la forma en la que se definen las condiciones de contorno para conseguir la relación de gastos máxicos entre ramas. Por otra parte, el proceso de convergencia es mucho más rápido en el caso de la unión tipo "T" a 90° que para la unión direccional tipo pulsoconvertidor. Esto es debido a las características de la malla ya que en el caso de la unión direccional, ha sido necesario mallar un volumen como no estructurado y, además, algunas celdas en la zona de intersección con la rama lateral presentan cierta distorsión debido al ángulo de 30° de la rama lateral.

El tiempo de computación total también es diferente para ambos tipos de uniones, ya que el proceso de convergencia es más rápido para la unión tipo "T" a 90°. El proceso de convergencia óptimo encontrado requiere una serie de pasos a seguir y condiciones previas que se resumen en:

- Inicialización adecuada y convergencia en "solver segregado".
- Convergencia en "solver acoplado explícito".
- Convergencia en "solver acoplado implícito" aumentando gradualmente el número de Courant según lo permita cada caso concreto.

En la mayoría de los problemas es suficiente el criterio de convergencia establecido por defecto en Fluent. Este criterio considera un problema suficientemente convergido cuando los residuales de todas las ecuaciones bajan por debajo de  $1.10^{-3}$ , excepto para ciertas ecuaciones, que es de  $1.10^{-6}$ . En nuestro caso, como criterio de convergencia se ha establecido que la ecuación de continuidad, o lo que es lo mismo, el flujo neto de masa sea inferior a este límite de  $1.10^{-6}$ . En la mayor parte de los casos simulados en la unión tipo "T" a 90° este criterio se ha superado ampliamente, con un tiempo total de cálculo del orden de 72 horas en un PC Pentium(R)4 a 3.4 GHz y 2 GB de RAM. En cambio, en los casos simulados para la unión direccional, el tiempo medio de cálculo es más del triple ya que no se permite un aumento tan rápido en el número de Courant y la convergencia se ralentiza.

### 5.3 PROCESADO DE LOS RESULTADOS NUMÉRICOS

Se expone en este apartado la metodología de procesado de los resultados numéricos proporcionados por Fluent con objeto de obtener el coeficiente de pérdidas de la unión de conductos. Esta metodología consiste, básicamente, en aplicar el modelo de flujo unidimensional compresible y adiabático con fricción para obtener, en primer lugar, el coeficiente de fricción del flujo totalmente desarrollado y, una vez obtenido éste, utilizarlo para descontar las pérdidas debidas a la fricción viscosa en cada rama de la unión. Como se ha comentado, a las magnitudes fluidas en la unión, una vez descontadas estas pérdidas, se les denomina “magnitudes extrapoladas”, de tal manera que el “salto” de propiedades en la intersección geométrica permite determinar las pérdidas debidas exclusivamente a la unión. El coeficiente de pérdidas de Miller es una adimensionalización de este “salto” de propiedades.

La metodología de procesado consiste en los siguientes pasos:

- 1) Obtener la temperatura estática promedio  $T_i \equiv \bar{T}(x_i)$  mediante

$$\bar{T}(x_i) = \frac{1}{A_i} \int_{S_i} T(x_i, y, z) dA_i . \quad (5.3)$$

en diferentes secciones transversales  $A_i \equiv A(x_i)$  a lo largo de cada una de las ramas para diferentes localizaciones  $x_i$  desde la intersección.

La temperatura estática se obtiene mediante el promediado en área implementado en Fluent. Se ha utilizado esta magnitud fluida y esta técnica de promediado, porque es la que mejores resultados proporciona (ver Anexo E en el que se han comparado los resultados obtenidos utilizando diferentes técnicas de promediado implementadas en Fluent), ya que es una magnitud intensiva y prácticamente constante transversalmente. Por otro lado, al tratarse de un flujo adiabático, la temperatura de remanso es constante y esto permite obtener de forma directa y fiable el valor del número de Mach promedio en una sección transversal dada. La exactitud en el cálculo de este parámetro es importante para el cálculo del factor de fricción y, por lo tanto, para la obtención del coeficiente.

La temperatura de remanso es prácticamente constante a lo largo de las ramas, especialmente en la zona de flujo totalmente desarrollado, y los resultados son similares si ésta se obtiene de forma análoga a como se ha indicado anteriormente para la temperatura estática  $T_{0i} \equiv \bar{T}_0(x_i)$ , o si se asume constante e igual al valor impuesto en las condiciones de contorno  $T_{0i} \equiv T_0$ .

2) Calcular el número de Mach promedio  $\overline{M}(x_i)$  para cada una de las secciones transversales en las tres ramas. Para ello, se utiliza la relación entre la temperatura estática y de remanso en flujo compresible

$$\overline{T}_0(x_i) = \overline{T}(x_i) \left[ 1 + \frac{\gamma-1}{2} \overline{M}^2(x_i) \right]. \quad (5.4)$$

3) Calcular el coeficiente de fricción  $f_{Di} \equiv f(x_i)$  mediante la integración numérica de la ecuación de cantidad de movimiento (de aquí en adelante se ha eliminado el símbolo promedio en todas las propiedades, por comodidad)

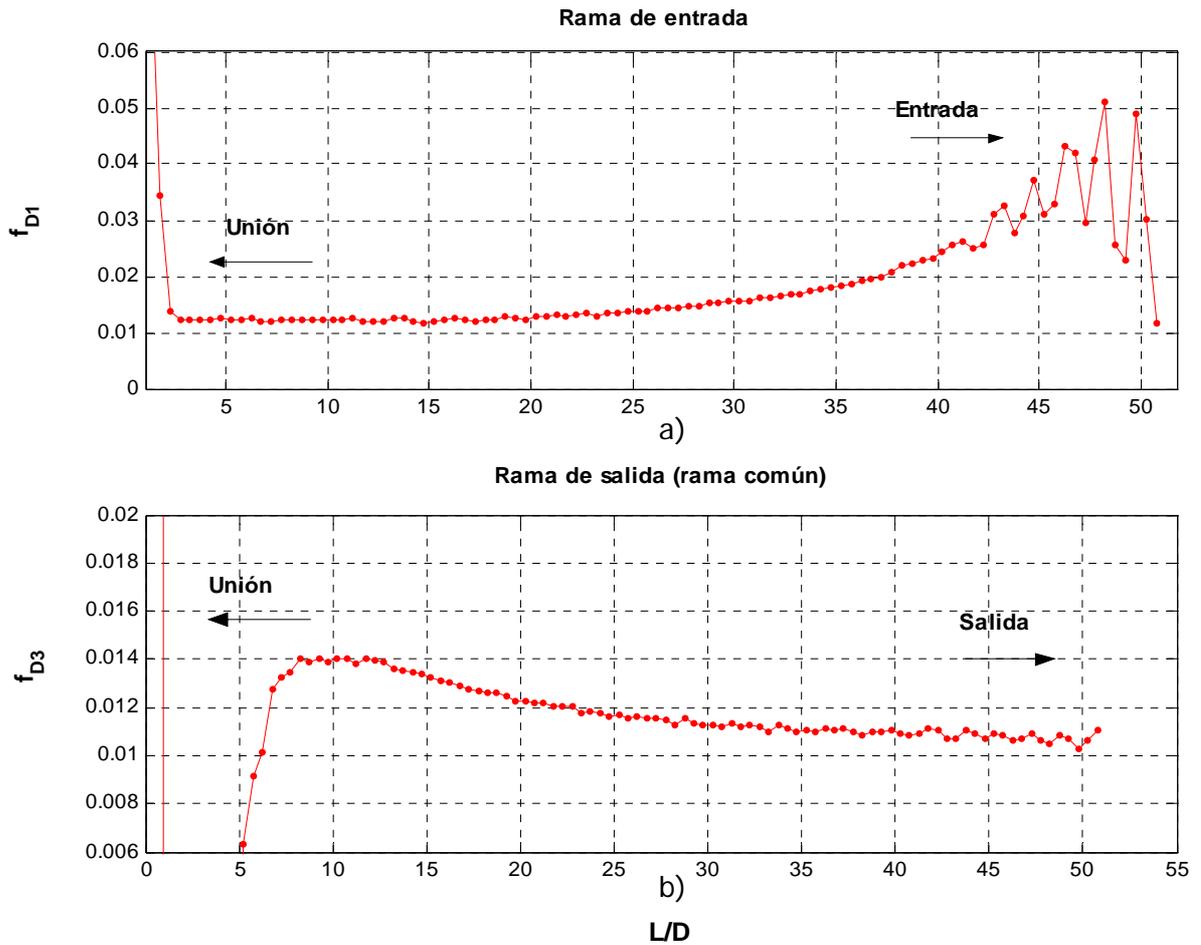
$$f_{Di} = \frac{2D}{\gamma M_i^3} \frac{1 - M_i^2}{1 + \frac{1}{2}(\gamma - 1)M_i^2} \frac{dM}{dx} \Big|_i, \quad (5.5)$$

válida para flujo unidimensional estacionario compresible y adiabático (Anexo A). Para ello, hay que tener en cuenta el número de secciones transversales o localizaciones “n” el tipo de flujo y la relación de gastos máxicos entre ramas, ya que según sea el sentido del flujo en cada una de las ramas puede coincidir o no, con la coordenada longitudinal.

Para discretizar  $dM/dx|_i$ , mediante diferencias finitas en una malla no uniforme, se han utilizado las ecuaciones incluidas en Sanmiguel-Rojas *et al.* (2005).

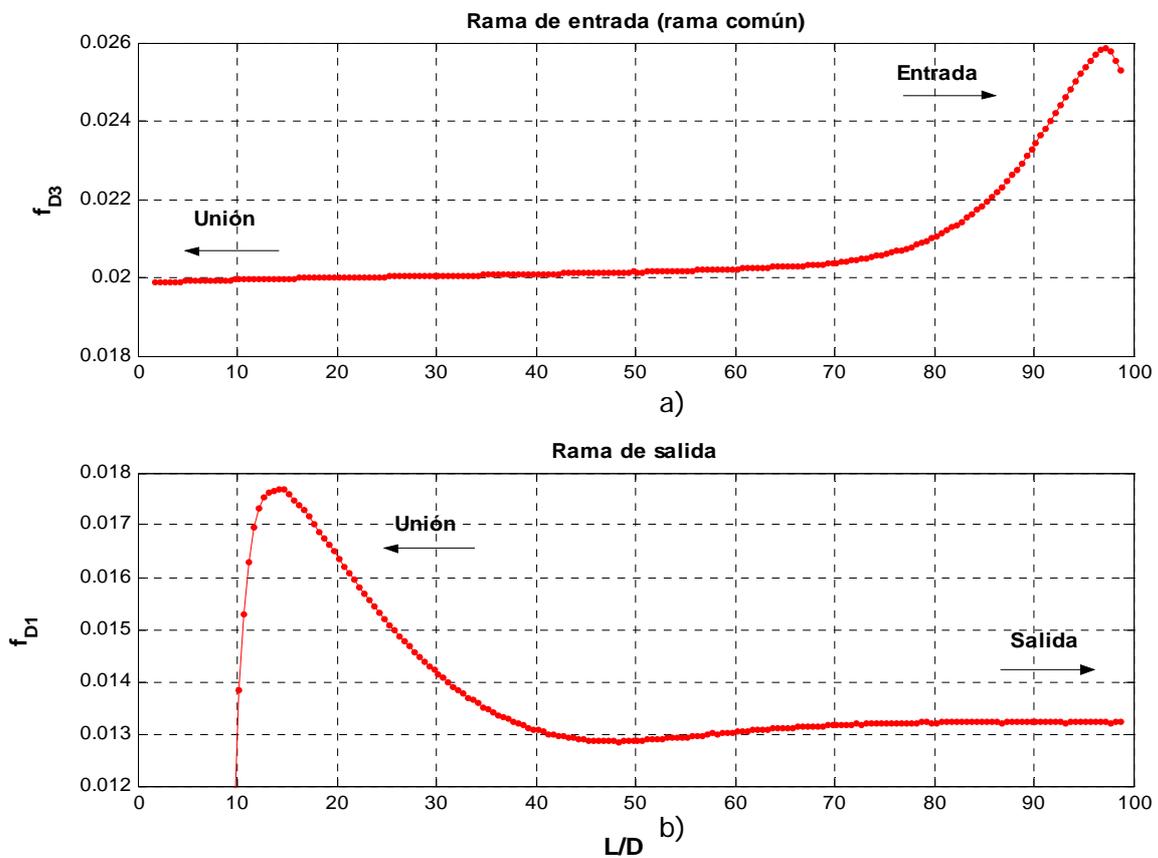
En la figura 5.18 se representa la evolución del coeficiente de fricción a lo largo de las ramas para la configuración de unión de flujos C2 y calculado mediante la ecuación (5.5). En la figura 5.18 a) se representa el coeficiente de fricción en una de las ramas de entrada. Se puede observar que en este caso la longitud requerida para que se alcance la condición de flujo plenamente desarrollado es  $35D$ , aproximadamente, que es muy grande. A partir de este punto y hasta una distancia de la unión de  $2D$ , el coeficiente es prácticamente constante indicando que el flujo promedio sigue muy bien el modelo unidimensional de Fanno. Más cerca de la unión, el flujo comienza a hacerse tridimensional y el coeficiente de fricción fluctúa considerablemente dejando de ser válida la ecuación de Fanno.

Algo parecido ocurre en la rama de salida o común como puede verse en la figura 5.18 b). En este caso, la distancia requerida para que el flujo se desarrolle y dejen de percibirse los efectos de la unión sobre el flujo es  $35D$ , aproximadamente. En el intervalo  $35D \leq x \leq 50D$  el coeficiente de fricción es prácticamente constante indicando que el flujo promedio sigue el modelo de Fanno. La condición de contorno de la rama de salida apenas tiene influencia en el comportamiento del flujo. En resumen, los valores del coeficiente de fricción utilizados para descontar las pérdidas en los tramos rectos de la unión y determinar el coeficiente de pérdidas se corresponden con los valores donde éste se hace constante. En este caso  $f_D \approx 0.012$  en la rama de entrada y  $f_D \approx 0.011$  en la rama de salida.



**Figura 5.18** Evolución del factor de fricción en la rama de entrada a) y en la rama de salida (rama común) b). Unión de flujos C2 ,  $q = 0.5$  ,  $G_3 = 0.2$  kg/s,  $L = 50D$  .

En la figura 5.19 se representa la evolución del coeficiente de fricción en las ramas de entrada y salida para el caso de bifurcación de flujos D2 y  $q = 0.5$  . Se puede observar como ahora para la rama común, que es la rama de entrada, la condición de contorno, que es "Mass Flow Inlet", si que requiere una longitud de adaptación significativa para obtener flujo totalmente desarrollado, del orden de 40 ó 50 veces el diámetro. Para la rama de salida se observa una variación del coeficiente de fricción muy importante hasta una distancia aproximada del orden de 60 ó 70 veces el diámetro, lo que corrobora que las longitudes necesarias varían de un caso a otro. En general, se ha observado que en los casos de bifurcación de flujos la longitud de adaptación requerida es mayor y, obviamente, también aumenta cuanto mayor sea el gasto másico.



**Figura 5.19** Evolución del factor de fricción en la rama de entrada (rama común) a) y en la rama de salida. Bifurcación de flujos  $D2$ ,  $q = 0.5$ ,  $G_3 = 0.08$  kg/s,  $L = 100D$ .

4) Una vez calculado el factor de fricción, el siguiente paso consiste en descontar las pérdidas por fricción, tramo a tramo, en sentido "aguas arriba" del flujo en las ramas de salida y en sentido "aguas abajo" para las ramas de entrada, e ir calculando el valor del número de Mach en dichas secciones "aguas arriba" o "aguas abajo" con respecto a la sección de partida en cada caso. Al llegar a la intersección geométrica de las ramas se obtiene el valor del número de Mach "extrapolado"  $M_j^*$  para cada rama  $j=1,2,3$ . El número de Mach, para cada nueva sección, se calcula utilizando el factor de fricción obtenido para cada localización  $x_i$  la distancia entre las secciones de cálculo y el número de Mach en la sección de partida mediante

$$f_{Di} \frac{(x_i - x_{i-1})}{D} = \frac{1}{\gamma M_i^2} \left( \frac{M_i^2 - M_{i-1}^2}{M_{i-1}^2} \right) + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \ln \left[ \frac{M_{i-1}^2 (2 + (\gamma - 1) M_i^2)}{M_i^2 (2 + (\gamma - 1) M_{i-1}^2)} \right] \quad (5.6)$$

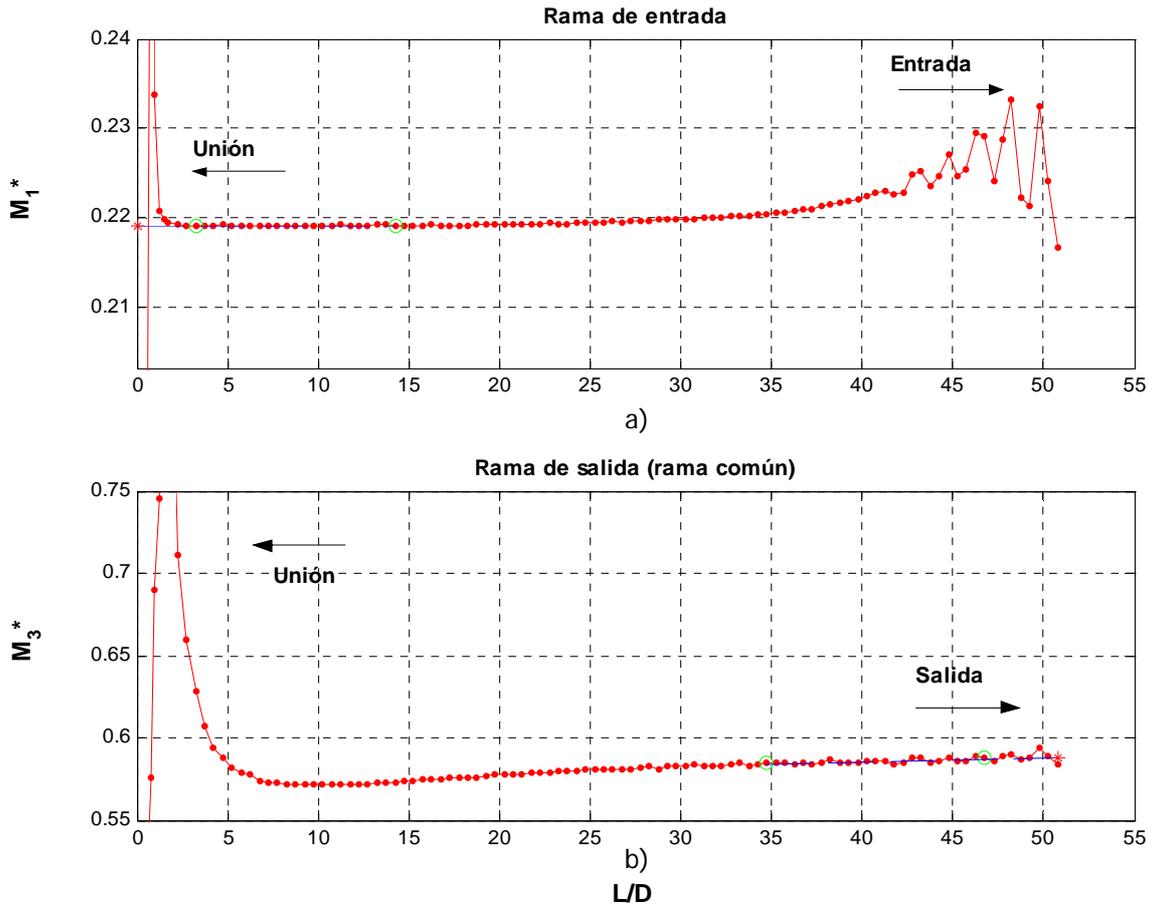
obtenida a partir de la integración analítica de la ecuación (5.5), considerando que el coeficiente de fricción local, calculado en el apartado anterior, es constante,  $f_D = f_{Di}$ , hipótesis que puede ser asumida sin cometer errores significativos en el caso de flujo compresible adiabático.

Tomando  $x_i > x_{i-1}$ , sabiendo que cuando  $i=1$  ( $x=0$ ) se alcanza la unión y queda determinado el número de Mach extrapolado desde la sección  $x_i$ .

En la figura 5.20 se representa la evolución del número de Mach extrapolado para el caso de unión de flujos C2 y  $q = 0.5$ , calculado mediante la ecuación (5.6) partiendo de diferentes localizaciones  $x_i$  y utilizando como coeficiente de fricción el calculado para dicha sección mediante la ecuación (5.5). En la figura 5.20 a) se puede observar, para la rama de entrada, como el número de Mach extrapolado se hace prácticamente constante cuando el coeficiente de fricción utilizado para descontar las pérdidas por fricción se corresponde con el obtenido para la región de flujo desarrollado.

En la figura 5.20 b) de igual forma se aprecia como para una distancia de  $35D$  aproximadamente, el número de Mach se hace constante. Este es el valor que debe utilizarse para el cálculo del resto de propiedades extrapoladas para la rama común. Se observa también que la región de influencia de la condición de contorno de salida es prácticamente nula.

Para el caso de bifurcación de flujos D2 y  $q = 0.5$  (figura 5.21) se observa la influencia sobre el número de Mach extrapolado de la variación del coeficiente de fricción en el tramo de adaptación del flujo correspondiente a la condición de contorno en la rama de entrada (rama común) que hace su valor constante a partir de una distancia de  $30D$ , aproximadamente. Para la rama de salida, debido a la gran recirculación que se produce a la salida de la unión en este tipo de flujo, se requiere una distancia de 75 ó 80 veces el diámetro para obtener un valor constante del número de Mach.



**Figura 5.20** Evolución del número de Mach extrapolado en la rama de entrada a) y en la rama de salida (rama común) b). Unión de flujos C2,  $q = 0.5$ ,  $G_3 = 0.2$  kg/s,  $L = 50D$ .

5) Una vez que se ha obtenido el número de Mach extrapolado hasta la unión, correspondiente a cada una de las ramas  $M_j^*$ , teniendo en cuenta el gasto másico en cada rama, el diámetro y la temperatura de remanso, se pueden determinar el resto de magnitudes extrapoladas y de esta manera evaluar el coeficiente de pérdidas como

$$T_j^* = T_0 \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_j^{*2} \right)^{-1}, \quad (5.7)$$

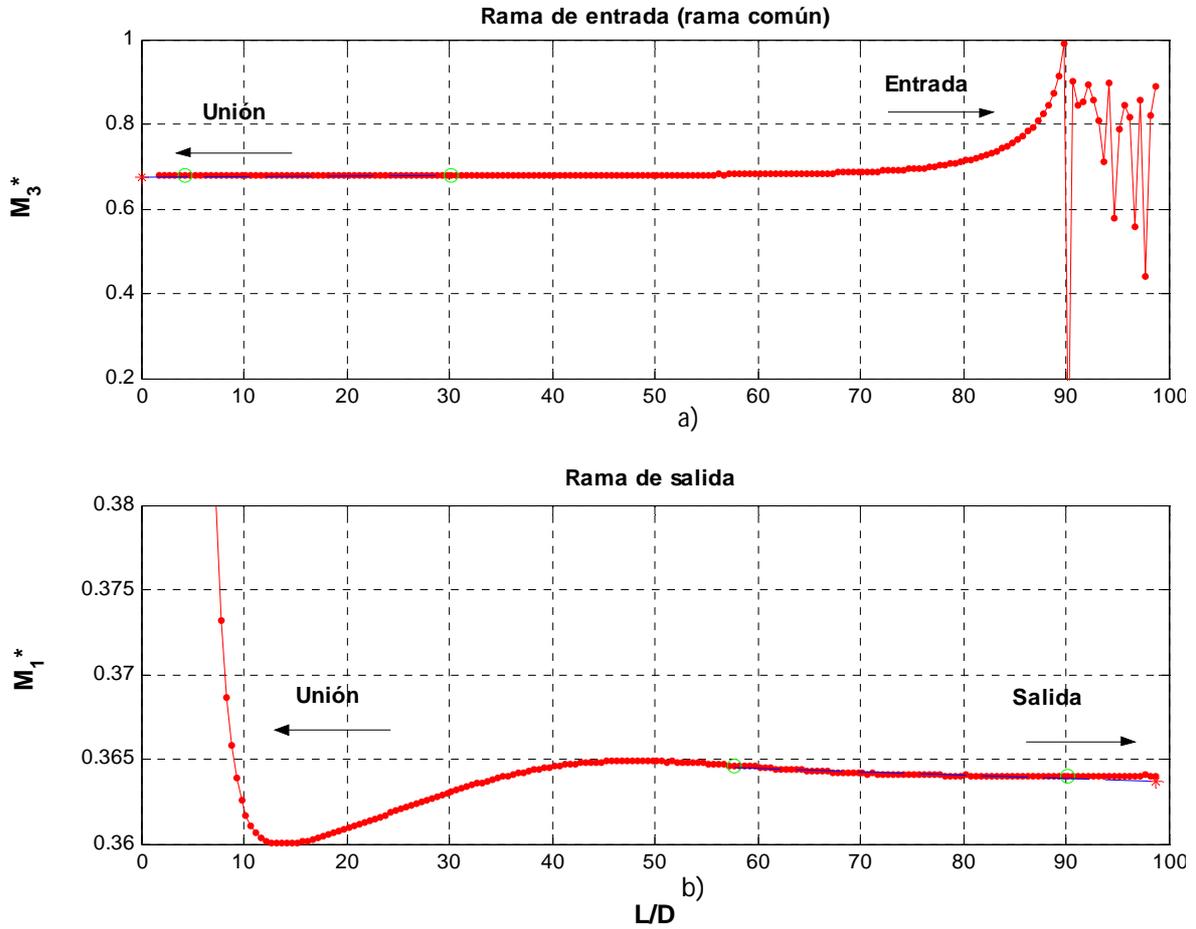
$$P_j^* = \frac{4G_j}{\pi D^2 M_j^{*2}} \sqrt{\frac{RgT_j^*}{\gamma}}, \quad (5.8)$$

$$p_{oj}^* = p_j^* \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_j^{*2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}. \quad (5.9)$$

6) Evaluación del coeficiente de pérdidas de acuerdo con la definición utilizada. Así, por ejemplo, para el coeficiente de pérdidas de presión de remanso o de Miller, según

$$K_{3j} = \frac{p_{03}^* - p_{0j}^*}{p_{03}^* - p_3^*} \quad (\text{Bifurcación flujos}), \quad K_{j3} = \frac{p_{0j}^* - p_{03}^*}{p_{03}^* - p_3^*} \quad (\text{Unión flujos}) \quad j=1,2, \quad (5.10)$$

particularizado para los casos de unión y bifurcación de flujos.



**Figura 5.21** Evolución del número de Mach extrapolado en la rama de entrada (rama común) a) y en la rama de salida b). Bifurcación de flujos D2 ,  $q = 0.5$  ,  $G_3 = 0.08$  kg/s ,  $L = 100D$  .

## 5.4 ESTIMACIÓN DE LA INCERTIDUMBRE NUMÉRICA

La dinámica de fluidos computacional (CFD) se ha convertido en la actualidad en la principal herramienta de estudio e investigación de flujos complejos y esto hace que, además de la necesaria validación experimental de resultados numéricos, sea necesario cuantificar la incertidumbre de los mismos debido a la discretización de las ecuaciones y del dominio computacional.

Para la estimación de la incertidumbre numérica se ha seguido la metodología aceptada por ASME y propuesta por Freitas *et al.* (2003).

### 5.4.1 Metodología para la estimación de la incertidumbre numérica

Los estudios basados en el refinado sistemático de la malla son la aproximación habitualmente utilizada para valorar la exactitud de una simulación numérica. Cuando la exactitud es desconocida son necesarias tres mallas diferentes y sus resultados correspondientes para determinar el orden del método y el error. La relación de espaciado o factor de proporcionalidad entre las celdas de las diferentes mallas debe ser 3, según el método de extrapolación de Richardson, o cualquier número real si en el método anterior se incluye la definición del índice de convergencia de malla (Grid Convergence Index, GCI), dada por Roache (1993), y que constituye el método más apropiado para dar una estimación de la incertidumbre basada en la discretización del error.

A continuación, se define un procedimiento que consta de cinco pasos para aplicar la extrapolación de Richardson mejorada con el índice de convergencia de malla definido por Roache. Este procedimiento se corresponde con el establecido en 2003 por el Computational Fluid Dynamics Technical Committee de la American Society of Mechanical Engineers (ASME) y por el American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA), para cuantificar la incertidumbre numérica de una simulación numérica.

#### Paso 1

Definir una celda representativa de la malla de tamaño " $h_m$ ". Esta magnitud se define para mallas tridimensionales, estructuradas y geoméricamente semejantes como

$$h_m = (\Delta x_{\max} \cdot \Delta y_{\max} \cdot \Delta z_{\max})^{\frac{1}{3}}, \quad (5.11)$$

y para el caso de mallas no estructuradas como

$$h_m = \left( \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Delta V_i \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (5.12)$$

siendo  $\Delta x_{\max}$  la máxima dimensión de la celda característica en dirección "x",  $\Delta y_{\max}$  la máxima dimensión de la celda característica en dirección "y",  $\Delta z_{\max}$  la máxima dimensión de la celda característica en dirección "z",  $\Delta V_i$  el volumen de la celda "i" y N el número total de celdas del dominio de cálculo.

### Paso 2

Seleccionar tres mallados de resolución significativamente diferente que cumpla con el criterio

$$r = \frac{h_{m(\text{coarse})}}{h_{m(\text{fine})}} \geq 1.3, \quad (5.13)$$

preferiblemente cada uno de ellos de un tamaño superior en un cierto orden de magnitud respecto del anterior. Una vez obtenidas las mallas se realizan las simulaciones del mismo caso, en cada una de ellas y se analiza la variabilidad de una magnitud fluida "testigo"  $\phi$ .

### Paso 3

Calcular el orden aparente del método "p" definido mediante

$$p = \frac{1}{\ln(r_{21})} \left( \ln \left| \frac{\varepsilon_{32}}{\varepsilon_{21}} \right| + q_{(p)} \right), \quad (5.14)$$

siendo

$$q_{(p)} = \ln \left( \frac{r_{21}^p - s}{r_{32}^p - s} \right), \quad (5.15)$$

$$s = 1 \cdot \text{sign} \left( \frac{\varepsilon_{32}}{\varepsilon_{21}} \right), \quad (5.16)$$

$$\varepsilon_{32} = \phi_3 - \phi_2, \quad (5.17)$$

$$\varepsilon_{21} = \phi_2 - \phi_1, \quad (5.18)$$

con  $\phi_k$  el valor obtenido para la magnitud fluida "testigo" de la simulación numérica empleando la malla "k". Se debe observar que  $q_{(p)} = 0$  cuando "r" es constante, estando entonces "p" definido como

$$p = \frac{1}{\ln(r_{21})} \ln \left| \frac{\varepsilon_{32}}{\varepsilon_{21}} \right|, \quad (5.19)$$

Cuando  $q_{(p)} \neq 0$  el sistema formado por las ecuaciones (5.14) a (5.18) se puede resolver mediante un proceso iterativo fijando un valor objetivo e iterando con "p" mediante

$$\ln\left(\frac{r_{21}^p - s}{r_{32}^p - s}\right) - p \cdot \ln(r_{21}) + \ln\left|\frac{\varepsilon_{32}}{\varepsilon_{21}}\right| = 0. \quad (5.20)$$

Se requieren como mínimo cuatro mallas para demostrar que el orden "p" es constante para un conjunto de simulaciones. Si los valores de la magnitud fluida "testigo" se encuentran en la zona asintótica para al menos dos de las mallas estudiadas, esto es, en la zona donde la influencia de la malla sobre los resultados numéricos es pequeña o prácticamente despreciable, sólo se necesitaran tres tamaños de malla distintos. Todo depende de la resolución de la malla inicial sobre la que se obtengan el resto de resoluciones superiores e inferiores y de la dependencia que  $\phi$  tenga con éstas. En cualquier caso, y de forma general, se propone que en el estudio se consideren al menos tres mallados de diferentes resoluciones.

#### Paso 4

Calcular los valores extrapolados mediante las ecuaciones

$$\phi_{\text{ext}}^{21} = \frac{r_{21}^p \phi_1 - \phi_2}{r_{21}^p - 1}, \quad (5.21)$$

$$\phi_{\text{ext}}^{32} = \frac{r_{32}^p \phi_2 - \phi_3}{r_{32}^p - 1}. \quad (5.22)$$

#### Paso 5

Calcular los errores estimados mediante "p" (orden aparente del método): error relativo aproximado ecuaciones (5.23) y (5.24), y error relativo extrapolado estimado ecuaciones (5.25) y (5.26),

$$e_a^{21} = \left| \frac{\phi_1 - \phi_2}{\phi_1} \right|, \quad (5.23)$$

$$e_a^{32} = \left| \frac{\phi_2 - \phi_3}{\phi_2} \right|, \quad (5.24)$$

$$e_{\text{ext}}^{21} = \left| \frac{\phi_{\text{ext}}^{21} - \phi_1}{\phi_{\text{ext}}^{21}} \right|, \quad (5.25)$$

$$e_{\text{ext}}^{32} = \left| \frac{\phi_{\text{ext}}^{32} - \phi_3}{\phi_{\text{ext}}^{32}} \right|. \quad (5.26)$$

El índice de convergencia del refinado de malla ( $GCI_{\text{fine}}$ , fine-grid convergence index) viene dado por

$$GCI_{\text{coarse}}^{21} = \frac{Fs \cdot e_a^{21}}{r_{21}^p - 1}, \quad (5.27)$$

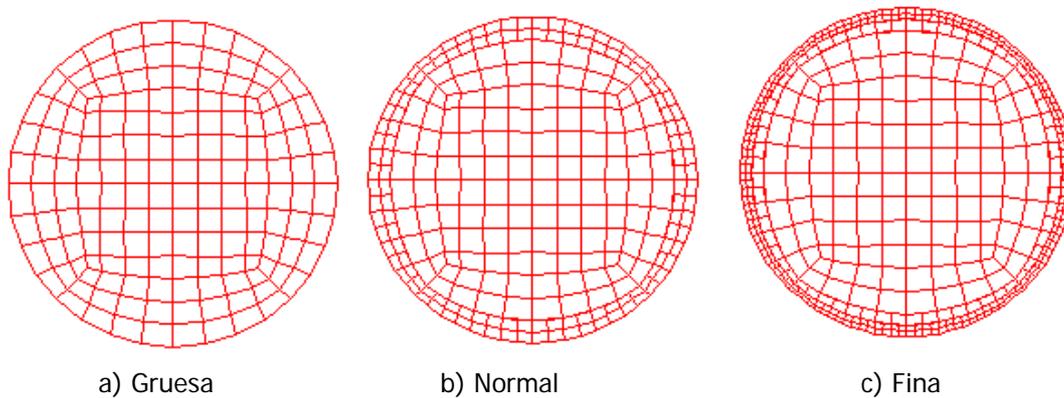
$$GCI_{\text{fine}}^{32} = \frac{Fs \cdot e_a^{32}}{r_{32}^p - 1}, \quad (5.28)$$

siendo  $F_s$  un factor de seguridad al que inicialmente Roche le asignó el valor 3 pero que tras estudios posteriores se redujo a un valor menos conservador de 1.25 cuando se emplean tres mallas. Este valor se determinó a partir de estudios empíricos y correlaciones basadas en la definición de incertidumbre de Coleman y Stern (1997), que demuestran que utilizar un coeficiente de seguridad de 1.25, para calcular el GCI, supone obtener este valor con un intervalo de confianza del 95%.

#### 5.4.2 Estimación de la incertidumbre numérica en la unión tipo "T" a 90°

Para el modelo numérico utilizado en el que se discretizan las ecuaciones de Navier-Stokes promediadas sobre un dominio computacional y se modela la capa límite mediante las leyes de pared implementadas en el modelo de turbulencia  $k - \omega$  SST con efectos de compresibilidad y pared rugosa, el parámetro que tiene una mayor influencia en el resultado de las simulaciones es  $y^+$  ( $y^+ = \rho u_\tau y / \mu$ ). Este parámetro depende entre otros del gasto másico en cada una de las ramas y de la distancia desde el centro de la celda adyacente, a la pared. Las leyes de pared del modelo utilizado son válidas cuando  $y^* > 30 \div 60$  ( $y^* = y^+$  para capas límite en equilibrio o flujo totalmente desarrollado). Según las recomendaciones del manual de Fluent, el valor de  $y^+$  debe mantenerse en el intervalo  $50 \leq y^+ \leq 500$ . Así pues, el estudio de sensibilidad de la malla debe basarse principalmente en la comparación de los resultados numéricos obtenidos para tres tamaños de celdas adyacentes a la pared, aunque el tamaño de las celdas que componen la malla en la zona central de las ramas permanezca constante.

El estudio de sensibilidad se ha llevado a cabo evaluando el número de Mach en un punto fijo del dominio computacional como magnitud testigo para tres mallas con relación de tamaños en la celda más próxima a la pared de  $r = 2$ , según se muestra en la figura 5.22, y para diferentes gastos másicos dentro del tipo de flujo C2 y relación de gastos  $q = 0.5$ .



**Figura 5.22** Sección transversal de las tres mallas simuladas para la unión tipo "T" a 90°.

En la tabla 5.4 se resumen las características geométricas de las tres mallas simuladas, y en la tabla 5.5 se resumen los cálculos realizados para obtener la incertidumbre numérica para el caso de unión de flujos C2,  $q = 0.5$ , y gasto másico en cada una de las ramas de entrada de 0.064 kg/s. Las simulaciones se han realizado para los gastos 0.016, 0.024, 0.04, 0.056, 0.064, 0.088 y 0.1 kg/s, para las tres mallas.

Número de elementos	Malla Gruesa	Malla Normal	Malla Fina
Nº de celdas	36.840	88.416	294.720
Nº de nodos	45.532	121.733	421.494
$\Delta x$	0.8571	0.4286	0.2143
$\Delta y$	0.8571	0.4286	0.2143
$\Delta z$	1.7143	0.8571	0.4286
$h_m$	1.0800	0.5400	0.2700

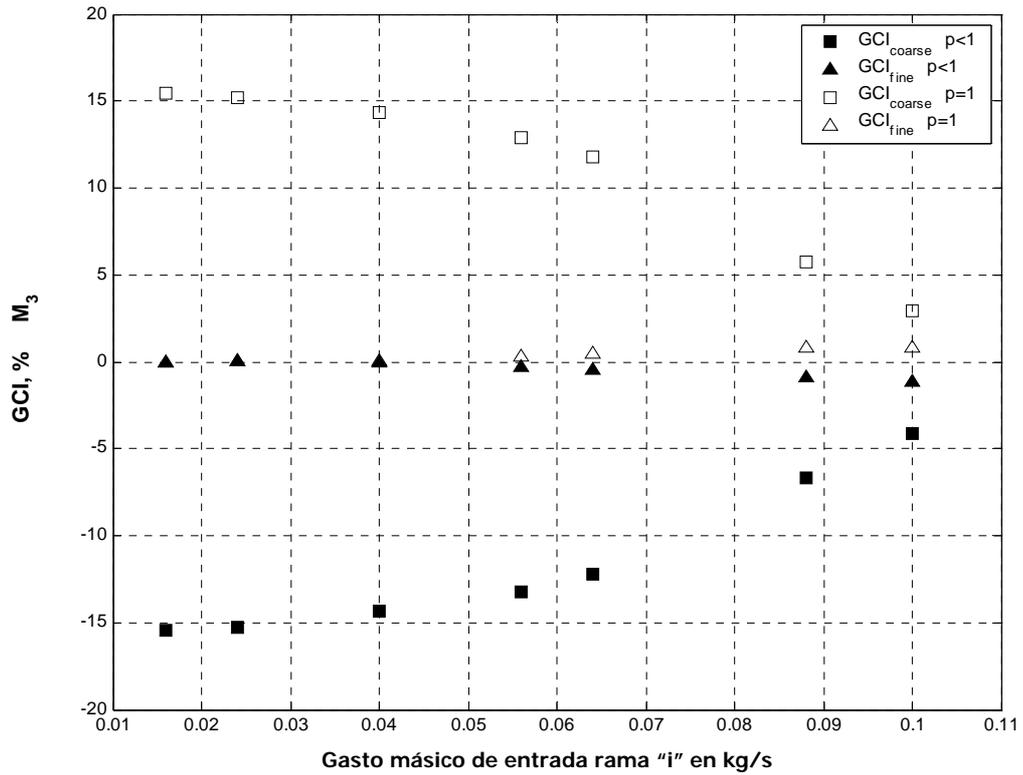
**Tabla 5.4** Características geométricas de las mallas analizadas para la unión tipo "T" a 90°. Dominio computacional reducido mediante doble plano de simetría.

La incertidumbre numérica desciende notablemente cuando se comparan los resultados numéricos obtenidos para las mallas "normal" y "fina", obteniéndose valores similares para todos los gastos másicos simulados tanto para el valor de "p" calculado como para  $p = 1$ . Se puede concluir, por lo tanto, que los resultados obtenidos con la malla "normal" son adecuados y el coste computacional es menor que para la malla "fina", por lo que se utilizará ésta en todas las simulaciones.

	$M_3 (p < 1)$	$M_3 (p = 1)$
$r_{21}$	2	2
$r_{32}$	2	2
$\phi_1$	0.5749	0.5749
$\phi_2$	0.6290	0.6290
$\phi_3$	0.6311	0.6311
$p$	-4.6610	1
$\varepsilon_{21}$	0.0859	0.0859
$\varepsilon_{32}$	0.0034	0.0034
$\phi_{\text{ext}}^{21}$	0.6312	0.5286
$\phi_{\text{ext}}^{32}$	0.6312	0.6268
$e_a^{21}$	0.0940	0.0940
$e_a^{32}$	0.0034	0.0034
$e_{\text{ext}}^{21}$	0.0892	0.1038
$e_{\text{ext}}^{32}$	0.00014	0.0068
$GCI_{\text{coarse}}^{21}$	-12.24 %	11.75 %
$GCI_{\text{fine}}^{32}$	-0.44 %	0.43 %

**Tabla 5.5** Cálculo de la incertidumbre numérica. Uniones tipo "T" a 90°,  $G_3 = 0.128$  kg/s.

En la figura 5.23 se representan gráficamente los valores del GCI obtenidos para el número de Mach en la rama común de salida a la distancia  $L/D = 40.25$ , con las tres mallas utilizadas y para diferentes gastos másicos. Se observa que la incertidumbre numérica aumenta con el gasto másico pero los valores de  $GCI_{\text{fine}}^{32}$  quedan por debajo en todo caso del  $\pm 1.2\%$ .



**Figura 5.23** Comparación de la incertidumbre numérica en el número de Mach en la rama común de salida para diferentes gastos máxicos entre 0.016 y 0.1 kg/s. Unión de flujos C2 , q=0.5.

En la tabla 5.6 se muestran los valores numéricos representados en la figura 5.23.

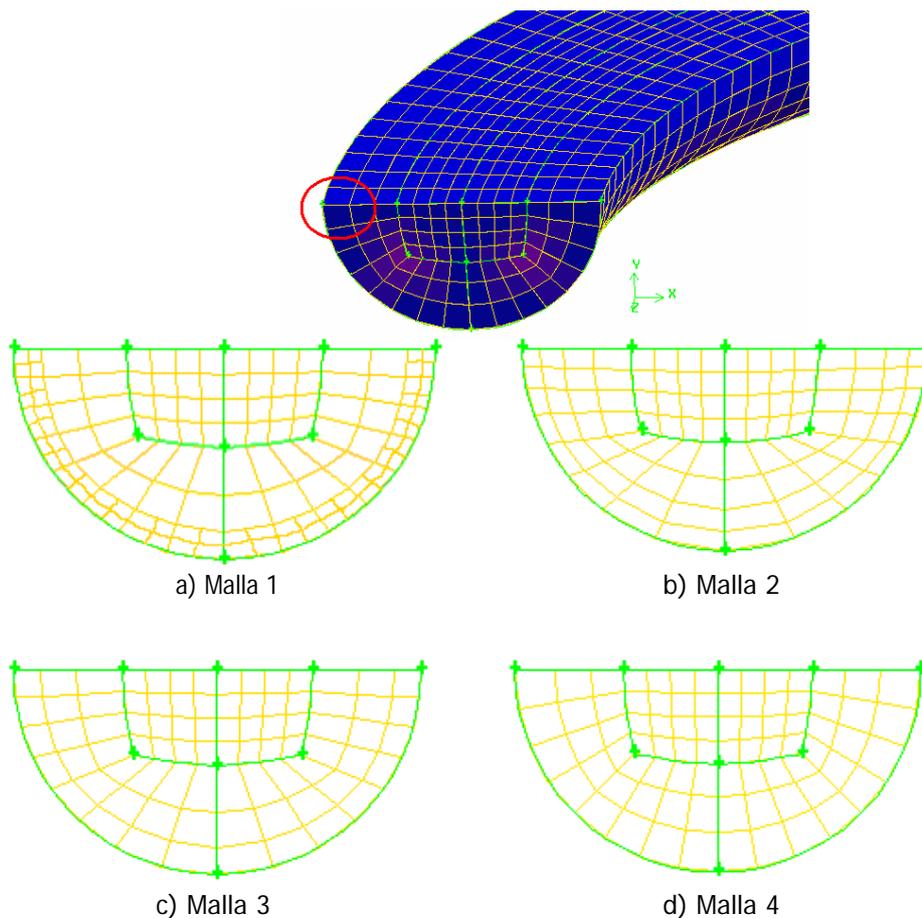
Gasto másico (kg/s)	$M_3$	$M_3$	$M_3$	$M_3$
	Coarse (p < 1)	Fine (p < 1)	Coarse (p = 1)	Fine (p = 1)
0.016	-15.42	0	15.42	0
0.024	-15.24	0.05	15.18	0.05
0.04	-14.38	-0.02	14.37	0.02
0.056	-13.25	-0.32	12.9	0.31
0.064	-12.24	-0.44	11.75	0.43
0.088	-6.71	-0.92	5.76	0.79
0.1	-4.11	-1.19	2.9	0.84

**Tabla 5.6** Cálculo de la incertidumbre numérica en uniones tipo "T" a 90°.

### 5.4.3 Estimación de la incertidumbre numérica en la unión direccional

El estudio de sensibilidad se ha llevado a cabo, también en este caso, evaluando el número de Mach como magnitud testigo para cuatro mallas diferentes en las que se ha modificado la distancia desde la pared al centro de la celda adyacente a ésta, en la rama lateral, ya que se considera esta rama la más influyente en el coeficiente de pérdidas del flujo según se muestra en la figura 5.24 y para diferentes gastos máxicos dentro del tipo de flujo C3 y relación de gastos máxicos  $q = 0.5$ .

El procedimiento de mallado, tanto para la rama principal como para la rama lateral es análogo al seguido para la unión tipo "T" a  $90^\circ$ . Aunque en este caso, como puede observarse, se han construido tres mallas con tamaños de celda adyacente a la pared diferente (mallas 2, 3 y 4) pero manteniendo prácticamente constante el número total de celdas, ya que lo que se pretende es ver la influencia de los cambios en el parámetro  $y^+$  y manteniendo el mismo mallado en el núcleo central de los conductos que forman la unión.



**Figura 5.24** Sección transversal de las cuatro mallas simuladas para la unión direccional.

Una cuarta malla (malla 1) se ha obtenido mediante un procedimiento de adaptación desde Fluent a partir de la malla 2, dividiendo cada volumen adyacente a la pared en ocho volúmenes más pequeños con objeto de comprobar con mayor fiabilidad la exactitud de los resultados numéricos proporcionados por Fluent.

En la tabla 5.7 se resumen las características geométricas de las cuatro mallas simuladas, y en la tabla 5.8 se resumen los cálculos realizados para obtener la incertidumbre numérica para unión de flujos C2 con  $q = 0.5$  y gasto másico en cada una de las ramas de entrada de 0.048 kg/s. Las simulaciones fueron realizadas para los gastos 0.024, 0.04, 0.048, 0.056 y 0.064 kg/s. El estudio se ha realizado considerando dos conjuntos de tres mallas (por un lado las mallas "1", "2" y "3" y por otro las mallas "2" "3" y "4") para calcular el orden aparente "p" en cada uno de los casos.

Número de elementos	Malla 1	Malla 2	Malla 3	Malla 4
Nº de celdas	264.209	176.791	168.798	168.825
Nº de nodos	222.670	193.506	185.260	185.260
$\Delta x$	0.52224	0.7048	1.0445	1.5500
$\Delta y$	0.52224	0.7048	1.0445	1.5437
$\Delta z$	1.174956	2.3550	2.3550	2.3550
$h_m$	0.6848	1.0529	1.3688	1.77948

**Tabla 5.7** Características geométricas de las mallas para la unión direccional analizadas. Dominio computacional con codo.

Los resultados se muestran en las figuras 5.25 y 5.26. En este caso, se ha estudiado la evolución de una única magnitud fluida "testigo", el número de Mach en la rama lateral para una sección situada en la coordenada  $z = 100$  mm respecto al eje de la rama principal. En la figura 5.25 se muestran los resultados obtenidos para las mallas "1", "2" y "3" donde se observa que la incertidumbre numérica es del orden del  $\pm 1,5\%$  en el caso más conservador de considerar el valor de "p" calculado. Si se toma  $p = 1$  la incertidumbre numérica puede considerarse del  $\pm 1\%$ . Para el caso de las mallas "2", "3" y "4" (figura 5.26) la incertidumbre es del mismo orden, excepto para el gasto de 0.064 kg/s si se considera el valor de "p" calculado que es prácticamente cero y hace que la incertidumbre sea muy alta. Si se considera  $p = 1$  los resultados son similares a los obtenidos para el otro grupo de mallas lo que demuestra la fiabilidad de los resultados numéricos obtenidos.

Hay que tener en cuenta, al igual que en el caso de las simulaciones para la unión tipo "T" a 90, que al variar la relación de gastos másicos entre ramas y el gasto másico en las simulaciones el valor del parámetro  $y^+$  puede modificarse sustancialmente, siendo esta modificación más importante en el caso de las uniones direccionales en las que las secciones transversales son diferentes en la rama principal y en la rama lateral. En la figura 5.27 se ha representado el valor del número de Mach para las cuatro mallas

analizadas y para los diferentes gastos másicos simulados en función del parámetro  $y^+$  promedio en la rama lateral.

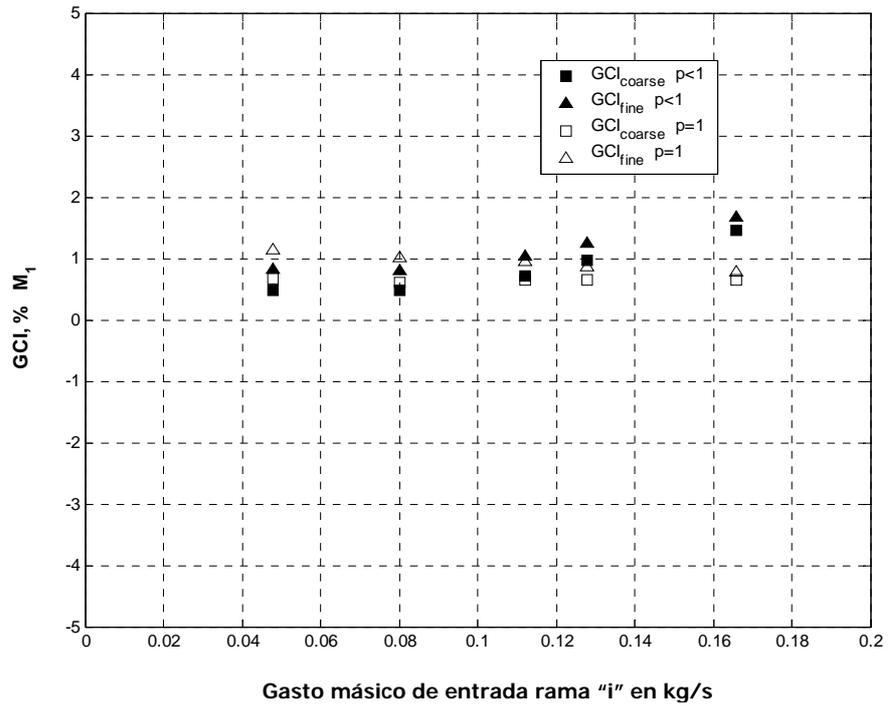
	Grupo Mallas 1-2-3		Grupo Mallas 2-3-4	
	$M_1$ ( $p < 1$ )	$M_1$ ( $p = 1$ )	$M_1$ ( $p < 1$ )	$M_1$ ( $p = 1$ )
$r_{21}$	1.5375	1.5375	1.3	1.3
$r_{32}$	1.3	1.3	1.3	1.3
$\phi_1$	0.1895627	0.1895627	0.190096	0.190096
$\phi_2$	0.190096	0.190096	0.1896661	0.1896661
$\phi_3$	0.1896661	0.1896661	0.18936649	0.18936649
$s$	1	1	-1	-1
$p$	0.9230	1	-1.3761	1
$\varepsilon_{21}$	0.0005	0.0005	-0.0004	-0.0004
$\varepsilon_{32}$	-0.0004	-0.0004	-0.0003	-0.0003
$\phi_{ext}^{21}$	0.188468655	0.187785202	0.189133743	0.191528864
$\phi_{ext}^{32}$	0.191664759	0.19152886	0.188677517	0.190664703
$e_a^{21}$	0.002813317	0.002813317	0.002261489	0.002261489
$e_a^{32}$	0.002261489	0.002261489	0.001579671	0.001579671
$e_{ext}^{21}$	0.005804916	0.009465591	0.005087705	0.00748119
$e_{ext}^{32}$	0.010427891	0.009725743	0.003651591	0.006808878
$GCI_{coarse}^{21}$	0.72 %	0.65 %	-0.93 %	0.94 %
$GCI_{fine}^{32}$	1.03 %	0.94 %	-0.65 %	0.66 %

**Tabla 5.8** Cálculo de la incertidumbre numérica en uniones direccionales tipo pulsoconvertidor.

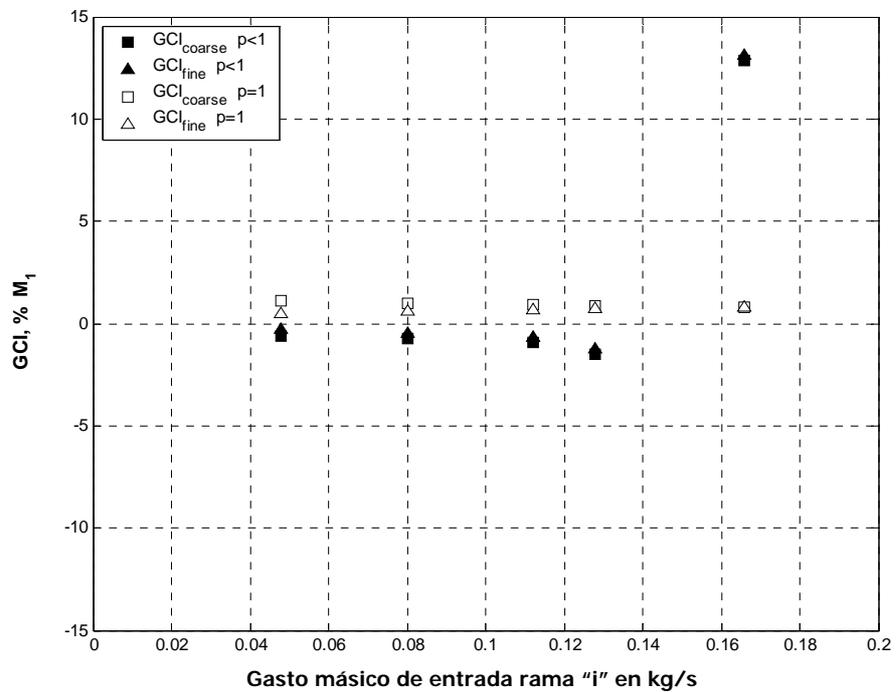
En la tabla 5.9 se muestran los valores representados en las figuras 5.24 y 5.25.

Gasto másico (kg/s)	Grupo Mallas 1-2-3				Grupo Mallas 2-3-4			
	$M_1$ Coarse ( $p < 1$ )	$M_1$ Fine ( $p < 1$ )	$M_1$ Coarse ( $p = 1$ )	$M_1$ Fine ( $p = 1$ )	$M_1$ Coarse ( $p < 1$ )	$M_1$ Fine ( $p < 1$ )	$M_1$ Coarse ( $p = 1$ )	$M_1$ Fine ( $p = 1$ )
0.024	0.8263	0.4716	1.1301	0.6643	-0.2789	-0.6172	0.5106	1.1301
0.040	0.7904	0.4695	1.0072	0.6117	-0.4562	-0.7573	0.6068	1.0072
0.048	1.0316	0.7214	0.9422	0.6542	-0.6515	-0.9327	0.6581	0.9422
0.056	1.2443	0.9648	0.8695	0.6573	-1.2706	-1.5288	0.7227	0.8695
0.064	1.6778	1.4680	0.7721	0.6450	13.0970	12.8411	0.7874	0.7721

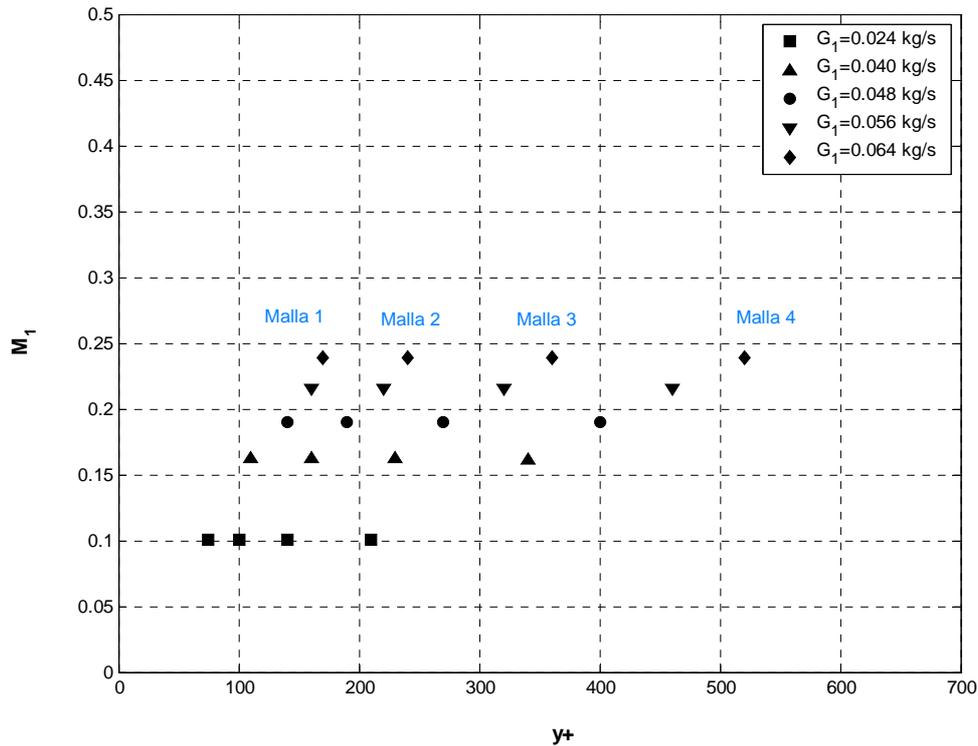
**Tabla 5.9** Cálculo de la incertidumbre numérica en la unión direccional.



**Figura 5.25** Comparación de la incertidumbre numérica en el número de Mach en la rama lateral, para diferentes gastos másicos entre 0.024 y 0.64 kg/s. Mallas "1", "2" y "3". Unión de flujos C3,  $q = 0.5$ .



**Figura 5.26** Comparación de la incertidumbre numérica en el número de Mach en la rama lateral, para diferentes gastos másicos entre 0.024 y 0.64 kg/s. Mallas "2", "3" y "4". Unión de flujos C3,  $q = 0.5$ .



**Figura 5.27** Variación del número de Mach en función del parámetro  $y^+$  para las cuatro mallas analizadas y diferentes gastos máxicos. Unión de flujos C3,  $q = 0.5$ .

En resumen se puede concluir que para la unión direccional las mallas "2" y "3" proporcionan resultados fiables y suficientemente exactos, pudiendo utilizarse indistintamente en función del tipo de flujo, relación de gastos máxicos y gasto máxico circulante por cada rama, con objeto de mantener el valor de  $y^+$  en el intervalo entre 100 y 350, aproximadamente, rango para el cual la incertidumbre numérica es del orden del  $\pm 1,5\%$ .

Con respecto a la unión tipo "T" a  $90^\circ$  se puede concluir que los resultados obtenidos con la malla "normal" son adecuados y el coste computacional es menor que para la malla "fina", por lo que se utilizará ésta en todas las simulaciones. La incertidumbre numérica en el caso más desfavorable es  $\pm 1.2\%$ , aproximadamente.



## **6. Estudio de propagación de errores. Propuesta de un nuevo coeficiente**

La técnica del análisis dimensional es utilizada en este capítulo para identificar los parámetros adimensionales que deben tenerse en cuenta para caracterizar el comportamiento del flujo en las uniones de conductos, mediante la obtención de un coeficiente de pérdidas. A continuación, se realiza un estudio detallado de propagación de errores en el cálculo del coeficiente de pérdidas de Miller con objeto de identificar la influencia de la incertidumbre de cada una de las magnitudes medidas en la amplificación final de errores que se produce.

A partir de la información obtenida en el estudio de propagación de errores y utilizando razonamientos y argumentos puramente matemáticos, se propone una nueva definición para el coeficiente de pérdidas y se demuestra que el nuevo coeficiente propuesto no amplifica los errores de medida. Se enumeran también otras ventajas adicionales de esta nueva definición, que serán comentadas con más detalle en el capítulo de resultados.

Por último, se ha estudiado la influencia en el cálculo del coeficiente de pérdidas de Miller de la existencia o no de flujo totalmente desarrollado en las secciones de medida, como una fuente de incertidumbre adicional.

## 6.1 ANÁLISIS DIMENSIONAL APLICADO A LA DETERMINACIÓN DEL COEFICIENTE DE PÉRDIDAS

### 6.1.1 Introducción

El análisis dimensional permite establecer las condiciones que deben cumplirse para que exista semejanza dinámica en sistemas geoméricamente semejantes, es decir, mediante el análisis dimensional se puede determinar como deben agruparse las magnitudes físicas que intervienen en un problema, para formar los grupos adimensionales que se deben considerar en los ensayos experimentales o en las simulaciones numéricas. Las relaciones funcionales entre los parámetros adimensionales definen ecuaciones aproximadas que permiten sistematizar y reducir sustancialmente el número de ensayos o simulaciones numéricas a realizar, resultando particularmente útil cuando intervienen un gran número de variables.

El teorema formal para la obtención de los grupos adimensionales es el teorema de Vaschy-Buckingham. Este teorema establece que en un problema físico en el que intervengan "n" variables "dimensionales", que incluyan "p" dimensiones, las variables se pueden agrupar en "n - p" grupos adimensionales independientes.

Sea un problema físico en el que intervienen una serie de variables físicas  $Q_1, Q_2, Q_3, \dots, Q_n$ . Existirá una función tal que

$$f(Q_1, Q_2, Q_3, \dots, Q_n) = 0, \quad (6.1)$$

que se puede transformar en

$$\varphi(\pi_1, \pi_2, \dots, \pi_{n-k}) = 0, \quad (6.2)$$

donde se indica que las "n" variables "dimensionales" han quedado reducidas a "n - k" grupos "adimensionales". Cuando una misma variable física interviene múltiples veces, éstas se pueden relacionar mediante el cociente entre ellas.

En este apartado, se aplica el método de Vaschy-Buckingham para definir los parámetros adimensionales más significativos en la determinación del coeficiente de pérdidas en uniones de conductos. Se asume como hipótesis general de partida que se trata de flujo estacionario o casi-estacionario, es decir, se considera que el número de Strouhal es mucho menor que la unidad.

$$St = \frac{t_r}{t_0} \ll 1, \quad (6.3)$$

### 6.1.2 Coeficiente de pérdidas de Miller para flujo incompresible

En 1978 Miller propone un coeficiente para caracterizar la pérdida de presión total en uniones para flujos incompresibles, siendo este

$$K = \frac{P_{tu}^* - P_{tc}^*}{\frac{1}{2}\rho U_c^2}. \quad (6.4)$$

Para un caso de unión de flujos se puede expresar en función de las propiedades fluidas extrapoladas tanto de la rama de entrada como de la de salida ó rama común, donde  $U_c$  es la velocidad característica de la rama común.

Para determinar la dependencia más simple de "K" se hace uso del análisis dimensional. El "salto" de presión total depende de las siguientes variables en el caso de flujo incompresible, isoterma y conductos de sección circular constante

$$P_{tu}^* - P_{tc}^* = f(Q_u, Q_c, \rho, \mu, r_0, D_u, D_c, \theta, k_{abs}), \quad (6.5)$$

siendo  $Q$  el caudal,  $r_0$  el radio de redondeo de la unión,  $D$  el diámetro del conducto,  $\theta$  el ángulo entre las ramas y  $k_{abs}$  la rugosidad absoluta del material. Adimensionalizando (6.5), con las variables dimensionalmente independientes  $\rho$ ,  $D$  y  $Q$ , se obtiene

$$K = \frac{P_{tu}^* - P_{tc}^*}{\frac{1}{2}\rho U_c^2} = \varphi\left(\frac{Q_u}{Q_c}, \frac{\mu}{\rho U_c D_c}, \frac{r_0}{D_c}, \frac{D_u}{D_c}, \theta, \frac{k_{abs}}{D_c}\right), \quad (6.6)$$

donde se ha considerado que  $\rho \frac{Q_c^2}{D_c^4} \approx \rho U_c^2$  y  $U_c \approx \frac{Q_c}{D_c^2}$ .

Para ensayos sobre una misma unión, es decir, con  $\theta$ ,  $k_{abs}$ , y  $D$  constantes, un número de Reynolds  $Re_{Dc} \gg 1$  y para uniones en arista viva  $r_0 = 0$ , y con ramas de igual sección transversal, la dependencia del coeficiente de pérdidas se simplifica notablemente

$$K = \frac{P_{tu}^* - P_{tc}^*}{\frac{1}{2}\rho U_c^2} = \varphi_1(q), \quad (6.7)$$

siendo

$$q = Q_u / Q_c. \quad (6.8)$$

la relación de caudales entre ramas. La unión se caracteriza, para el caso de unión de flujos, determinando (6.7). De forma análoga se puede proceder para el caso de bifurcación de flujos.

### 6.1.3 Coeficiente de pérdidas de Miller para flujo compresible

La definición más extendida para el coeficiente de pérdidas en flujo compresible fue propuesta también por Miller en 1984 (ecuación 2.13), y es una generalización de la ecuación (6.4). Para un caso de unión de flujos, puede expresarse como

$$K = \frac{p_{0u}^* - p_{0c}^*}{p_{0c}^* - p_c^*}. \quad (6.9)$$

Suponiendo flujo compresible, adiabático y conductos de sección circular constante para determinar la dependencia más simple de  $K$ , se hace uso del análisis dimensional. El "salto" de presiones de remanso extrapoladas depende ahora de

$$p_{0u}^* - p_{0c}^* = f(G_u, G_c, \mu, \gamma, R_g, T_0, \rho_c^*, r_0, D_u, D_c, \theta, k_{abs}), \quad (6.10)$$

siendo  $G$  el gasto másico,  $T_0$  la temperatura de remanso y  $\rho_c^*$  la densidad en la rama común extrapolada hasta la unión. Utilizando como variables independientes  $T_0$ ,  $D_c$ ,  $\rho_c^*$  y  $G_c$ , la expresión (6.10) se transforma en

$$\frac{p_{0u}^* - p_{0c}^*}{\frac{G_c^2}{\rho_c^* D_c^4}} = \varphi_1 \left( q, \frac{D_c}{G_c}, \mu, \gamma, \frac{\rho_c^{*2} D_c^4 T_0}{G_c^2} R_g, \frac{r_0}{D_c}, \frac{D_u}{D_c}, \theta, \frac{k_{abs}}{D_c} \right), \quad (6.11)$$

y teniendo en cuenta que

$$\begin{aligned} \frac{G_c^2}{\rho_c^* D_c^4} &\approx \rho U_c^{*2} \approx \gamma M_c^{*2} p_c^*, \\ \frac{\rho_c^{*2} D_c^4 R_g T_0}{G_c^2} &\approx \frac{R_g T_0}{U_c^{*2}} \approx \frac{\gamma R_g T_c^*}{U_c^{*2}} \frac{T_0}{T_c^*} = f(M_c^*), \\ \frac{D_c \mu}{G_c} &\approx \frac{1}{Re_c}, \end{aligned}$$

$$\text{ya que } Re_c = \frac{4G_c}{\pi D_c \mu} \text{ y } q = \frac{G_u}{G_c},$$

queda que

$$\frac{p_{0u}^* - p_{0c}^*}{\gamma M_c^{*2} p_c^*} = \varphi_1 \left( q, Re_c^*, \gamma, M_c^*, \frac{r_0}{D_c}, \frac{D_u}{D_c}, \theta, \frac{k_{abs}}{D_c} \right) \quad (6.12)$$

Por otro lado, el denominador de (6.9) se puede expresar como

$$p_{0c}^* - p_c^* = p_c^* \left[ \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M_c^{*2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} - 1 \right] = p_c^* \varphi_2(M_c^*), \quad (6.13)$$

dividiendo (6.12) entre (6.13) se obtiene

$$\frac{p_{0u}^* - p_{0c}^*}{p_{0c}^* - p_c^*} = \frac{\gamma M_c^{*2} p_c^*}{p_c^*} \frac{\phi_1}{\phi_2} = \phi \left( M_c^*, q, Re_c, \gamma, \frac{r_0}{D_c}, \frac{D_u}{D_c}, \theta, \frac{k_{abs}}{D_c} \right). \quad (6.14)$$

La expresión (6.14) se simplifica notablemente si:

- Se ensayan uniones geoméricamente semejantes, es decir,  $\theta$ ,  $\frac{D_u}{D_c}$  y  $\frac{r_0}{D_c}$  son constantes y con ramas de igual sección transversal. Se pueden entonces eliminar de la relación funcional, que será sólo válida para esa familia de uniones.
- El parámetro  $\frac{k_{abs}}{D_c}$  es constante en una misma unión y su efecto es despreciable en uniones geoméricamente semejantes, para el rango estudiado.
- Suponiendo calores específicos constantes y utilizando como fluido de trabajo siempre aire  $\gamma$  también se puede eliminar de la relación funcional.

Luego la ecuación (6.14) se simplifica a

$$\frac{p_{0u}^* - p_{0c}^*}{p_{0c}^* - p_c^*} = \phi(M_c^*, q, Re_c^*). \quad (6.15)$$

Por último, el número de Reynolds extrapolado en la rama común  $Re_c^*$  es mucho mayor que la unidad, del orden de  $10^5$  en todos los ensayos y simulaciones, siendo despreciable su influencia en este rango. Todo lo anterior hace que la expresión (6.15) se simplifique a

$$K = \frac{p_{0u}^* - p_{0c}^*}{p_{0c}^* - p_c^*} = K(q, M_c^*). \quad (6.16)$$

La forma de ensayar la unión tanto experimental como numéricamente es mantener "q" constante y variar el número de Mach extrapolado en la rama común modificando el gasto másico de entrada.

## 6.2 PROPAGACIÓN DEL ERROR EN EL COEFICIENTE DE PÉRDIDAS DE MILLER EN FLUJO COMPRESIBLE

### 6.2.1 Bifurcación de flujos D2 . Coeficiente $K_{31}$

El coeficiente de pérdidas tradicional para flujo compresible definido por Miller (1984),

$$K_{3j} = \frac{p_{03}^* - p_{0j}^*}{p_{03}^* - p_3^*} \quad (\text{Bifurcación flujos}), \quad K_{j3} = \frac{p_{0j}^* - p_{03}^*}{p_{03}^* - p_3^*} \quad (\text{Unión flujos}) \quad j=1,2, \quad (6.17)$$

se puede expresar en función del número de Mach extrapolado en las ramas involucradas. Para un caso de bifurcación de flujos,

$$K_{31} = \frac{p_{03}^* - p_{01}^*}{p_{03}^* - p_3^*} \quad \text{para } j=1, \quad (6.18)$$

se obtendría

$$K_{31} = \frac{p_{03}^*/p_3^* - p_{01}^*/p_3^*}{p_{03}^*/p_3^* - 1} = \frac{(1 + aM_3^{*2})^b - p_1^*/p_3^*(1 + aM_1^{*2})^b}{(1 + aM_3^{*2})^b - 1} \quad (6.19)$$

después de dividir entre  $p_3^*$ , sustituir la relación entre presión estática y presión de remanso y hacer  $a = (\gamma - 1)/2$  y  $b = \gamma/(\gamma - 1)$ .

El error de medida de las propiedades fluidas en cada una de las ramas se ha tenido en cuenta de forma separada y, posteriormente, se combinan según

$$\frac{dK_{31}}{K_{31}} \Big|_T = \frac{dK_{31}}{K_{31}} \Big|_3 + \frac{dK_{31}}{K_{31}} \Big|_1. \quad (6.20)$$

Diferenciando la ecuación (6.19)

$$dK_{31} \Big|_3 = \frac{\partial K_{31}}{\partial M_3^*} dM_3^* + \frac{\partial K_{31}}{\partial p_3^*} dp_3^*, \quad (6.21)$$

que simplificando y expresando todos los términos en función de las relaciones entre magnitudes estáticas y de remanso, y teniendo en cuenta la definición del coeficiente de pérdidas, se obtiene

$$dK_{31} \Big|_3 = 2abM_3^{*2} \left( \frac{T_0}{T_3^*} \right)^{b-1} \left[ \frac{\left( \left( \frac{p_{03}^*}{p_3^*} \right) - 1 \right) - \left( \left( \frac{p_{03}^*}{p_3^*} \right) - \left( \frac{p_{01}^*}{p_3^*} \right) \right)}{\left( \left( \frac{p_{03}^*}{p_3^*} \right) - 1 \right)^2} \right] \frac{dM_3^*}{M_3^*} +$$

$$+ \left[ \frac{\left( \frac{p_{03}^*}{p_3^*} \right)}{\left( \left( \frac{p_{03}^*}{p_3^*} \right) - 1 \right)} - K_{31} \right] \frac{dp_3^*}{p_3^*},$$

sacando factor común  $K_{31}$  y operando

$$\left. \frac{dK_{31}}{K_{31}} \right|_3 = 2abM_3^{*2} \left( \frac{T_0}{T_3^*} \right)^{b-1} \frac{p_3^*}{p_{03}^* - p_3^*} \left[ \frac{1 - K_{31}}{K_{31}} \right] \frac{dM_3^*}{M_3^*} + \frac{p_3^*}{p_{03}^* - p_3^*} \left[ \frac{\left( \frac{p_{03}^*}{p_3^*} \right) (1 - K_{31}) + K_{31}}{K_{31}} \right] \frac{dp_3^*}{p_3^*},$$

que se puede expresar como

$$\left. \frac{dK_{31}}{K_{31}} \right|_3 = \Lambda_{3D} \frac{dM_3^*}{M_3^*} + \Gamma_{3D} \frac{dp_3^*}{p_3^*}, \quad (6.22)$$

siendo

$$\Lambda_{3D} = 2abM_3^{*2} \left( \frac{T_0}{T_3^*} \right)^{b-1} \frac{p_3^*}{p_{03}^* - p_3^*} \left[ \frac{1 - K_{31}}{K_{31}} \right], \quad (6.23)$$

$$\Gamma_{3D} = \frac{p_3^*}{p_{03}^* - p_3^*} \left[ \frac{\left( \frac{p_{03}^*}{p_3^*} \right) (1 - K_{31}) + K_{31}}{K_{31}} \right]. \quad (6.24)$$

Nótese que la ecuación (6.24) contiene sólo valores extrapolados y es necesario relacionarlos con los puntos físicos de medida. Por ello, hay que tener en cuenta también la propagación de errores en el procedimiento de extrapolación. Se utiliza para ello

$$\bar{f}_D \frac{(x_i - x_{i-1})}{D} = \frac{1}{\gamma M_i^2} \left( \frac{M_i^2 - M_{i-1}^2}{M_{i-1}^2} \right) + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \ln \left[ \frac{M_{i-1}^2 (2 + (\gamma - 1)M_i^2)}{M_i^2 (2 + (\gamma - 1)M_{i-1}^2)} \right]. \quad (6.25)$$

que se obtiene mediante integración analítica de la ecuación de cantidad de movimiento para flujo compresible adiabático unidimensional (flujo de Fanno). Esta ecuación permite relacionar el número de Mach, considerando el coeficiente de fricción constante, con la distancia medida a lo largo de cada una de las ramas  $j=1,2,3$ , siendo  $M_i$  y  $M_{i-1}$  los números de Mach promediados en dos secciones cualesquiera a las distancias  $x_{i-1} < x_i$  desde la unión ( $x = 0$ , es la unión).

Para preparar la expresión (6.25) para aplicar el teorema de la derivación de la función implícita, es mejor hacer el cambio  $M_i = x$  y  $M_{i-1} = g(x)$ , es decir, que  $M_{i-1} = g(M_i)$  y, por lo tanto,

$$g'(x) = \frac{dg(x)}{dx} = \frac{dM_{i-1}}{dM_i} = M'_{i-1},$$

sustituyendo en (6.25) queda

$$\frac{\gamma \bar{f}_D L}{D} = \frac{1}{x^2} \left( \frac{x^2 - g^2(x)}{g^2(x)} \right) + c \cdot \ln \left[ \frac{g^2(x)(1 + ax^2)}{x^2(1 + ag^2(x))} \right],$$

siendo  $c = (\gamma + 1)/2$ . De esta forma se tiene la expresión (6.25) preparada para relacionar las variaciones del número de Mach en la sección  $x_{i-1}$  con las sufridas por el número de Mach en la sección  $x_i$ . Haciendo ahora uso del teorema de la derivación de una función implícita

$$0 = -\frac{2}{x^3} \left[ \frac{x^2 - g^2(x)}{g^2(x)} \right] + \frac{2[g(x) - xg'(x)]}{xg^3(x)} + \frac{2c(1 + ax^2)g'(x)}{g(x)(1 + ax^2)} +$$

$$+ \frac{2acx}{(1 + ax^2)} - \frac{2c(1 + ag^2(x))}{x(1 + ag^2(x))} - \frac{2acg(x)g'(x)}{(1 + ag^2(x))},$$

simplificando y despejando  $g'(x)$

$$g'(x) = \frac{dg(x)}{dx} = \frac{\frac{1}{x^3} - \frac{c}{x} + \frac{acxc}{(1 + ax^2)}}{\frac{1}{g^3(x)} - \frac{c}{g(x)} + \frac{acg(x)}{(1 + ag^2(x))}},$$

luego

$$\frac{dg(x)}{g(x)} = F_{3D} \frac{dx}{x},$$

donde

$$F_{3D} = \frac{\frac{1}{x^2} - c + \frac{acx^2}{(1 + ax^2)}}{\frac{1}{g^2(x)} - c + \frac{acg^2(x)}{(1 + ag^2(x))}}, \quad (6.26)$$

y deshaciendo el cambio

$$\frac{dM_{i-1}}{M_{i-1}} = F_{3D} \frac{dM_i}{M_i}. \quad (6.27)$$

Así pues, el error relativo en el cálculo de  $M_{i-1}$  (número de Mach extrapolado) con el modelo de Fanno es igual al error cometido al calcular  $M_i$  de la sección de partida (sección de medida) multiplicado por un factor " $F_{3D}$ ". Teniendo en cuenta que al ser el factor de fricción  $\bar{f}_D$ , constante, la expresión (6.27) es válida para relacionar dos

secciones cualesquiera se puede particularizar para la sección de medida en la rama común "3" y la unión "\*\*", queda

$$\frac{dM_3^*}{M_3^*} = F_{3D} \frac{dM_3}{M_3}, \quad (6.28)$$

siendo

$$F_{3D} = \frac{\frac{1}{M_3^2} - c + \frac{acM_3^2}{(1 + aM_3^2)}}{\frac{1}{M_3^{*2}} - c + \frac{acM_3^{*2}}{(1 + aM_3^{*2})}}. \quad (6.29)$$

Para los valores típicos del número de Mach  $M_3$  y  $M_3^*$ , el coeficiente  $F_{3D}$  es de orden unidad. Luego se ha demostrado que el proceso de extrapolación desde las secciones de medida hasta la unión "no amplifica" los errores.

Para expresar el error del coeficiente de pérdidas en términos de los errores de las magnitudes fluidas medidas, se hace uso de

$$M = \frac{1}{A} \sqrt{\frac{R_g}{\gamma} \frac{T^{1/2}}{p}}, \quad (6.30)$$

para el número de Mach, que al diferenciar se obtiene

$$dM = \frac{\partial M}{\partial T} dT + \frac{\partial M}{\partial G} dG + \frac{\partial M}{\partial p} dp, \quad (6.31)$$

y simplificando queda

$$\frac{dM}{M} = \frac{1}{2} \frac{dT}{T} + \frac{dG}{G} - \frac{dp}{p}. \quad (6.32)$$

Esta ecuación es válida tanto para las magnitudes en el punto de medida

$$\frac{dM_3}{M_3} = \frac{1}{2} \frac{dT_3}{T_3} + \frac{dG_3}{G_3} - \frac{dp_3}{p_3}, \quad (6.33)$$

como para las magnitudes extrapoladas hasta la unión

$$\frac{dM_3^*}{M_3^*} = \frac{1}{2} \frac{dT_3^*}{T_3^*} + \frac{dG_3}{G_3} - \frac{dp_3^*}{p_3^*}. \quad (6.34)$$

Por otra parte, de la ecuación de la energía se tiene que  $T_0 = T(1 + aM^2)$ , y diferenciando se obtiene

$$dT_0 = \frac{\partial T_0}{\partial T} dT + \frac{\partial T_0}{\partial M} dM = (1 + aM^2) dT + 2aTM dM,$$

y después de operar,

$$\frac{dT_0}{T_0} = \frac{dT}{T} + 2 \left( 1 - \frac{T}{T_0} \right) \frac{dM}{M}. \quad (6.35)$$

La ecuación (6.35), para el error relativo en la temperatura de remanso, se puede aplicar tanto al punto de medida

$$\frac{dT_0}{T_0} = \frac{dT_3}{T_3} + 2 \left( 1 - \frac{T_3}{T_0} \right) \frac{dM_3}{M_3}, \quad (6.36)$$

como al extrapolado

$$\frac{dT_0}{T_0} = \frac{dT_3^*}{T_3^*} + 2 \left( 1 - \frac{T_3^*}{T_0} \right) \frac{dM_3^*}{M_3^*}, \quad (6.37)$$

donde se ha tenido en cuenta que la temperatura de remanso es constante por ser el flujo adiabático. Sustituyendo ahora (6.37) en (6.34) queda

$$\frac{dM_3^*}{M_3^*} = \frac{1}{2} \left[ \frac{dT_0}{T_0} - 2 \left( 1 - \frac{T_3^*}{T_0} \right) \frac{dM_3^*}{M_3^*} \right] + \frac{dG_3}{G_3} - \frac{dp_3^*}{p_3^*}, \quad (6.38)$$

y despejando, el error relativo en la presión extrapolada es

$$\frac{dp_3^*}{p_3^*} = \frac{1}{2} \frac{dT_0}{T_0} - \left( 2 - \frac{T_3^*}{T_0} \right) \frac{dM_3^*}{M_3^*} + \frac{dG_3}{G_3}, \quad (6.39)$$

sustituyendo (6.28) en (6.39) y operando queda

$$\frac{dp_3^*}{p_3^*} = \frac{1}{2} \frac{dT_0}{T_0} - \left( 2 - \frac{T_3^*}{T_0} \right) F_{3D} \frac{dM_3}{M_3} + \frac{dG_3}{G_3}, \quad (6.40)$$

y sustituyendo (6.36) en (6.40) queda

$$\frac{dp_3^*}{p_3^*} = \frac{1}{2} \frac{dT_3}{T_3} + \left[ \left( 1 - \frac{T_3}{T_0} \right) - \left( 2 - \frac{T_3^*}{T_0} \right) F_{3D} \right] \frac{dM_3}{M_3} + \frac{dG_3}{G_3}, \quad (6.41)$$

que reagrupando se transforma en

$$\frac{dp_3^*}{p_3^*} = \frac{1}{2} \frac{dT_3}{T_3} + \alpha_{3D} \frac{dM_3}{M_3} + \frac{dG_3}{G_3}, \quad (6.42)$$

donde

$$\alpha_{3D} = \left(1 - \frac{T_3}{T_0}\right) - \left(2 - \frac{T_3^*}{T_0}\right) F_{3D}. \quad (6.43)$$

Sustituyendo ahora (6.33) en (6.42) queda

$$\frac{dp_3^*}{p_3^*} = \frac{1}{2} \frac{dT_3}{T_3} + \alpha_{3D} \left( \frac{1}{2} \frac{dT_3}{T_3} + \frac{dG_3}{G_3} - \frac{dp_3}{p_3} \right) + \frac{dG_3}{G_3}, \quad (6.44)$$

y reagrupando

$$\frac{dp_3^*}{p_3^*} = \frac{1}{2} (1 + \alpha_{3D}) \frac{dT_3}{T_3} + (1 + \alpha_{3D}) \frac{dG_3}{G_3} - \alpha_{3D} \frac{dp_3}{p_3}. \quad (6.45)$$

Sustituyendo las expresiones (6.28) y (6.45) en (6.22) se obtiene

$$\left. \frac{dK_{31}}{K_{31}} \right|_3 = \Lambda_{3D} F_{3D} \frac{dM_3}{M_3} + \Gamma_{3D} \left[ \frac{1}{2} (1 + \alpha_{3D}) \frac{dT_3}{T_3} + (1 + \alpha_{3D}) \frac{dG_3}{G_3} - \alpha_{3D} \frac{dp_3}{p_3} \right]. \quad (6.46)$$

Sustituyendo (6.33) en (6.46) y reagrupando se obtiene la expresión final

$$\begin{aligned} \left. \frac{dK_{31}}{K_{31}} \right|_3 &= \frac{1}{2} [\Lambda_{3D} F_{3D} + \Gamma_{3D} (1 + \alpha_{3D})] \frac{dT_3}{T_3} + [\Lambda_{3D} F_{3D} + \Gamma_{3D} (1 + \alpha_{3D})] \frac{dG_3}{G_3} - \\ &\quad - [\Lambda_{3D} F_{3D} + \Gamma_{3D} \alpha_{3D}] \frac{dp_3}{p_3}. \end{aligned} \quad (6.47)$$

La expresión (6.47) permite establecer como el error relativo en la medida de la presión estática se amplifica durante el proceso de cálculo del coeficiente de pérdidas, siendo dicha amplificación del error relativo, cometido en la medida de la presión estática, un orden de magnitud mayor que la amplificación del error relativo cometido en la medida de la temperatura estática o del gasto másico. Esto es debido a que los coeficientes  $\Lambda_{3D}$  y  $F_{3D}$ , son de orden unidad, lo cual es importante ya que indica que el proceso de extrapolación no amplifica los errores, como se ha comentado anteriormente. En cambio, el coeficiente  $\Gamma_{3D}$  es del orden de 10 y el coeficiente  $\alpha_{3D}$  es del orden de  $-1$ . Teniendo en cuenta que el coeficiente del error relativo del gasto másico y de la temperatura estática  $\Gamma_{3D}$  en (6.47), va multiplicado por  $(1 + \alpha_{3D})$ , hace que dicho coeficiente sea de orden unidad, mientras que en el coeficiente del error relativo de la presión estática  $\Gamma_{3D}$  va multiplicado por  $\alpha_{3D}$ , lo que implica que el error relativo en la medida de la presión estática se amplifica en un orden de magnitud y, por lo tanto, la

influencia de éste sobre la incertidumbre en el cálculo del coeficiente es mucho mayor que el error relativo del gasto másico o la temperatura estática, que se mantienen del mismo orden.

Siguiendo un procedimiento análogo se puede obtener la influencia del error de medida de cada una de las magnitudes fluidas en la otra rama, sobre el coeficiente de pérdidas, obteniéndose

$$dK_{31}|_1 = \frac{\partial K_{31}}{\partial M_1^*} dM_1^* + \frac{\partial K_{31}}{\partial p_1^*} dp_1^*, \quad (6.48)$$

con

$$\frac{\partial K_{31}}{\partial M_1^*} = - \frac{2abM_1^* (1 + aM_1^{*2})^{b-1}}{\left(\frac{p_{03}^*}{p_1^*}\right) - \left(\frac{p_3^*}{p_1^*}\right)}, \quad (6.49)$$

$$\frac{\partial K_{31}}{\partial p_1^*} = \frac{-\left(\frac{p_{03}^*}{p_1^{*2}}\right) + \frac{1}{p_1^*} \left[ \left(\frac{p_{03}^*}{p_1^*}\right) - (1 + aM_1^{*2})^b \right]}{\left(\frac{p_{03}^*}{p_1^*}\right) - \left(\frac{p_3^*}{p_1^*}\right)}. \quad (6.50)$$

Expresando ahora los diferentes términos en función de las relaciones entre magnitudes estáticas y de remanso

$$\frac{dK_{31}}{K_{31}} \Big|_1 = - \frac{2abM_1^{*2} p_1^* \left(\frac{T_0}{T_1^*}\right)^{b-1}}{K_{31} (p_{03}^* - p_3^*)} \frac{dM_1^*}{M_1^*} - \frac{p_{01}^*}{K_{31} (p_{03}^* - p_3^*)} \frac{dp_1^*}{p_1^*}, \quad (6.51)$$

$$\frac{dK_{31}}{K_{31}} \Big|_1 = \Lambda_{ID} \frac{dM_1^*}{M_1^*} + \Gamma_{ID} \frac{dp_1^*}{p_1^*}, \quad (6.52)$$

siendo,

$$\Lambda_{ID} = - \frac{2abM_1^{*2} p_1^* \left(\frac{T_0}{T_1^*}\right)^{b-1}}{K_{31} (p_{03}^* - p_3^*)} \quad \text{y} \quad \Gamma_{ID} = - \frac{p_{01}^*}{K_{31} (p_{03}^* - p_3^*)}.$$

Se puede ahora expresar en función de los errores de las variables medidas en la rama "1". Para ello se utilizan las mismas ecuaciones que para el caso de la rama común "3", es decir,

$$\left. \frac{dK_{31}}{K_{31}} \right|_1 = \frac{1}{2} [\Lambda_{1D} F_{1D} + \Gamma_{1D} (1 + \alpha_{1D})] \frac{dT_1}{T_1} + [\Lambda_{1D} F_{1D} + \Gamma_{1D} (1 + \alpha_{1D})] \frac{dG_1}{G_1} - [\Lambda_{1D} F_{1D} + \Gamma_{1D} \alpha_{1D}] \frac{dp_1}{p_1}, \quad (6.53)$$

siendo

$$\alpha_{1D} = \left(1 - \frac{T_1}{T_0}\right) - \left(2 - \frac{T_1^*}{T_0}\right) F_{1D}, \quad (6.54)$$

$$F_{1D} = \frac{\frac{1}{M_1^2} - c + \frac{acM_1^2}{(1 + aM_1^2)}}{\frac{1}{M_1^{*2}} - c + \frac{acM_1^{*2}}{(1 + aM_1^{*2})}}. \quad (6.55)$$

En este caso ocurre igual que para la rama común "3", es decir, se amplifica mucho el error relativo de la presión estática y queda dentro del mismo orden el error en la medida del gasto másico y de la temperatura estática.

El error total en el cálculo del coeficiente de pérdidas se obtiene según la ecuación (6.20) por combinación de las ecuaciones (6.47) y (6.53), para tener en cuenta la propagación de errores debida a cada una de las ramas involucradas en el coeficiente analizado.

Finalmente, según la norma ISO "Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement" (1995), la incertidumbre expandida para un intervalo de confianza del 95%, para el cual el coeficiente de cobertura es  $k = 2$ , se puede obtener mediante

$$U_{(K_{31D})} = k \left\{ \Delta_{T3D}^2 \left( \frac{dT_3}{T_3} \right)^2 + \Delta_{G3D}^2 \left( \frac{dG_3}{G_3} \right)^2 + \Delta_{p3D}^2 \left( \frac{dp_3}{p_3} \right)^2 + \Delta_{T1D}^2 \left( \frac{dT_1}{T_1} \right)^2 + \Delta_{G1D}^2 \left( \frac{dG_1}{G_1} \right)^2 + \Delta_{p1D}^2 \left( \frac{dp_1}{p_1} \right)^2 \right\}^{1/2}, \quad (6.56)$$

siendo,

$$\Delta_{T3D} = \frac{1}{2} [\Lambda_{3D} F_{3D} + \Gamma_{3D} (1 + \alpha_{3D})], \quad (6.57)$$

$$\Delta_{G3D} = [\Lambda_{3D} F_{3D} + \Gamma_{3D} (1 + \alpha_{3D})], \quad (6.58)$$

$$\Delta_{p3D} = -[\Lambda_{3D} F_{3D} + \Gamma_{3D} \alpha_{3D}], \quad (6.59)$$

$$\Delta_{T1D} = \frac{1}{2} [\Lambda_{1D} F_{1D} + \Gamma_{1D} (1 + \alpha_{1D})], \quad (6.60)$$

$$\Delta_{G1D} = [\Lambda_{1D} F_{1D} + \Gamma_{1D} (1 + \alpha_{1D})], \quad (6.61)$$

$$\Delta_{p1D} = -[\Lambda_{1D} F_{1D} + \Gamma_{1D} \alpha_{1D}]. \quad (6.62)$$

Como conclusión final, un error en la medida de la presión estática en cualquier rama se verá amplificado por un factor de 10, independientemente del factor de cobertura considerado, en cambio los errores en la temperatura estática y el gasto másico no se ven amplificados. Por lo tanto, esta definición del coeficiente de pérdidas introduce una gran incertidumbre por si misma.

El estudio de propagación de errores para el coeficiente  $K_{32}$  es idéntico.

### 6.2.2 Unión de flujos C2. Coeficiente $K_{13}$

Cuando se trata de un caso de unión de flujos, se producen pequeñas diferencias, con respecto al caso de bifurcación estudiado, debido al cambio que esto supone en la definición del coeficiente aunque el procedimiento a seguir es totalmente análogo. En este caso el coeficiente de pérdidas  $K_{13}$  viene definido por

$$K_{13} = \frac{p_{01}^* - p_{03}^*}{p_{03}^* - p_3^*}, \quad (6.63)$$

Siguiendo el mismo procedimiento general que en el apartado anterior, se obtienen los siguientes resultados

$$\left. \frac{dK_{13}}{K_{13}} \right|_3 = \Lambda_{3C} \frac{dM_3^*}{M_3^*} + \Gamma_{3C} \frac{dp_3^*}{p_3^*}, \quad (6.64)$$

siendo

$$\Lambda_{3C} = -2abM_3^{*2} \left( \frac{T_0}{T_3^*} \right)^{b-1} \frac{p_3^*}{p_{03}^* - p_3^*} \left[ \frac{1}{K_{13}} + 1 \right], \quad (6.65)$$

$$\Gamma_{3C} = -\frac{p_3^*}{p_{03}^* - p_3^*} \left[ \frac{(p_{03}^*/p_3^*)(1 + K_{13}) - K_{13}}{K_{13}} \right]. \quad (6.66)$$

Se puede ahora expresar en función de los errores de las variables de medida en la rama común. Para ello, se utilizan las mismas ecuaciones que para el caso de bifurcación de flujos D2, es decir,

$$\begin{aligned} \left. \frac{dK_{13}}{K_{13}} \right|_3 = & \frac{1}{2} [\Lambda_{3C} F_{3C} + \Gamma_{3C} (1 + \alpha_{3C})] \frac{dT_3}{T_3} + [\Lambda_{3C} F_{3C} + \Gamma_{3C} (1 + \alpha_{3C})] \frac{dG_3}{G_3} - \\ & - [\Lambda_{3C} F_{3C} + \Gamma_{3C} \alpha_{3C}] \frac{dp_3}{p_3}, \end{aligned} \quad (6.67)$$

siendo

$$\alpha_{3C} = \left(1 - \frac{T_3}{T_0}\right) - \left(2 - \frac{T_3^*}{T_0}\right) F_{3C}, \quad (6.68)$$

$$F_{3C} = \frac{\frac{1}{M_3^2} - c + \frac{aM_3^2 c}{(1 + aM_3^2)}}{\frac{1}{M_3^{*2}} - c + \frac{acM_3^{*2}}{(1 + aM_3^{*2})}}. \quad (6.69)$$

Análogamente para la rama "1"

$$\left. \frac{dK_{13}}{K_{13}} \right|_1 = \Lambda_{1C} \frac{dM_1^*}{M_1^*} + \Gamma_{1C} \frac{dp_1^*}{p_1^*}, \quad (6.70)$$

siendo,

$$\Lambda_{1C} = \frac{2abM_1^{*2} p_1^* (T_0/T_1^*)^{b-1}}{K_{13} (p_{03}^* - p_3^*)} \quad \text{y} \quad \Gamma_{1C} = \frac{p_{01}^*}{K_{13} (p_{03}^* - p_3^*)}.$$

Y expresando en función de los errores de medida en la rama "1" queda

$$\begin{aligned} \left. \frac{dK_{13}}{K_{13}} \right|_1 &= \frac{1}{2} [\Lambda_{1C} F_{1C} + \Gamma_{1C} (1 + \alpha_{1C})] \frac{dT_1}{T_1} + [\Lambda_{1C} F_{1C} + \Gamma_{1C} (1 + \alpha_{1C})] \frac{dG_1}{G_1} - \\ &\quad - [\Lambda_{1C} F_{1C} + \Gamma_{1C} \alpha_{1C}] \frac{dp_1}{p_1}, \end{aligned} \quad (6.71)$$

siendo

$$\alpha_{1C} = \left(1 - \frac{T_1}{T_0}\right) - \left(2 - \frac{T_1^*}{T_0}\right) F_{1C}, \quad (6.72)$$

$$F_{1C} = \frac{\frac{1}{M_1^2} - c + \frac{acM_1^2}{(1 + aM_1^2)}}{\frac{1}{M_1^{*2}} - c + \frac{acM_1^{*2}}{(1 + aM_1^{*2})}}. \quad (6.73)$$

El error total en el cálculo del coeficiente de pérdidas es la suma de los errores debidos a cada rama

$$\left. \frac{dK_{13}}{K_{13}} \right|_T = \left. \frac{dK_{13}}{K_{13}} \right|_3 + \left. \frac{dK_{13}}{K_{13}} \right|_1. \quad (6.74)$$

Finalmente, según la norma ISO "Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement" (1995), la incertidumbre expandida para un intervalo de confianza del 95% para el cual el coeficiente de cobertura es  $k = 2$  puede ser obtenida mediante

$$U_{(K_{13C})} = k \left\{ \Delta_{T3C}^2 \left( \frac{dT_3}{T_3} \right)^2 + \Delta_{G3C}^2 \left( \frac{dG_3}{G_3} \right)^2 + \Delta_{p3C}^2 \left( \frac{dp_3}{p_3} \right)^2 + \Delta_{T1C}^2 \left( \frac{dT_1}{T_1} \right)^2 + \Delta_{G1C}^2 \left( \frac{dG_1}{G_1} \right)^2 + \Delta_{p1C}^2 \left( \frac{dp_1}{p_1} \right)^2 \right\}^{1/2}, \quad (6.75)$$

siendo

$$\Delta_{T3C} = \frac{1}{2} [\Lambda_{3C} F_{3C} + \Gamma_{3C} (1 + \alpha_{3C})], \quad (6.76)$$

$$\Delta_{G3C} = [\Lambda_{3C} F_{3C} + \Gamma_{3C} (1 + \alpha_{3C})], \quad (6.77)$$

$$\Delta_{p3C} = -[\Lambda_{3C} F_{3C} + \Gamma_{3C} \alpha_{3C}], \quad (6.78)$$

$$\Delta_{T1C} = \frac{1}{2} [\Lambda_{1C} F_{1C} + \Gamma_{1C} (1 + \alpha_{1C})], \quad (6.79)$$

$$\Delta_{G1C} = [\Lambda_{1C} F_{1C} + \Gamma_{1C} (1 + \alpha_{1C})], \quad (6.80)$$

$$\Delta_{p1C} = -[\Lambda_{1C} F_{2C} + \Gamma_{1C} \alpha_{1C}]. \quad (6.81)$$

Las conclusiones sobre la propagación del error son iguales a las del apartado 6.2.1, es decir, se amplifican los errores de la presión estática en ambas ramas y los errores de la temperatura estática y el gasto másico no se amplifican.

### 6.3 NUEVO COEFICIENTE PROPUESTO

Según el estudio de propagación de errores desarrollado en el apartado anterior, se concluye que la incertidumbre en la medida experimental de las propiedades fluidas o la incertidumbre numérica resultado de las simulaciones no se amplifica en el proceso matemático de extrapolación de dichas propiedades fluidas hasta la unión. Por lo tanto, el error en la medida de la presión estática se amplifica debido a la propia definición del coeficiente de pérdidas de presión de remanso de Miller, tanto para los casos de unión como de bifurcación de flujos. Por este motivo es necesario buscar un nuevo coeficiente para caracterizar las pérdidas en la unión, sin que éste amplifique los errores de medida que producen una gran irregularidad y dispersión de los resultados obtenidos y, por lo tanto, de las correlaciones de éstos.

El motivo de la amplificación de los errores relativos de las medidas es que los parámetros

$$\Gamma = \frac{p^*}{K} \frac{\partial K}{\partial p^*}, \quad (6.82)$$

que multiplican a los errores relativos de  $p^*$ , son típicamente del orden de 10 para todos los casos estudiados, lo que hace que los coeficientes finales que multiplican a los errores relativos de " $p$ ",  $\Delta F + \Gamma \alpha$ , sean también del orden de 10. En cambio los parámetros

$$\Lambda = \frac{M^*}{K} \frac{\partial K}{\partial M^*}, \quad (6.83)$$

que multiplican a los errores relativos de los números de Mach extrapolados a la unión son de orden unidad para todos los casos estudiados, por lo tanto, no amplifican los errores relativos.

Para los casos de bifurcación de flujos, el coeficiente de pérdidas de Miller se puede expresar como

$$K_{3j} = \frac{P_{03}^* - P_{0j}^*}{P_{03}^* - P_3^*} = \frac{f(M_3^*) - \phi \cdot f(M_j^*)}{f(M_3^*) - 1}, \quad (6.84)$$

con  $j = 1, 2$  y siendo,  $\phi = \frac{P_j^*}{P_3^*} \sim 1$ ,  $f(M_j^*) = (1 + aM_j^{*2})^b$  y  $f(M_3^*) = (1 + aM_3^{*2})^b$ .

Si se considera  $\phi$  constante, el coeficiente de pérdidas sería únicamente una función de los números de Mach en las ramas involucradas y al hacer el estudio de propagación de errores, se obtendrían únicamente parámetros tipo  $\Lambda$ . En este caso, la definición de Miller no amplificaría los errores relativos, es decir, su incertidumbre sería del orden de la incertidumbre de las magnitudes medidas  $p$ ,  $T$  y  $G$ . Partiendo de esta observación, se transforma (6.84) de la siguiente manera

$$K_{3j} = \frac{f(M_3^*) - \phi \cdot f(M_j^*)}{f(M_3^*) - 1} = \frac{1}{g(x)} - \frac{\phi}{h(x, y)}, \quad (6.85)$$

tomando por simplicidad  $x = M_3^*$  e  $y = M_j^*$ , siendo

$$g(x) = \frac{f(x) - 1}{f(x)}, \quad (6.86)$$

$$h(x, y) = \frac{f(x) - 1}{f(y)}. \quad (6.87)$$

Diferenciando (6.85), para  $\phi$  constante, se puede relacionar el error relativo del coeficiente de Miller con los errores relativos de las funciones (6.86) y (6.87), quedando

$$\left. \frac{dK_{3j}}{K_{3j}} \right|_{\phi=Cte} = -\frac{1}{gK_{3j}} \frac{dg}{g} + \frac{\phi}{hK_{3j}} \frac{dh}{h}, \quad (6.88)$$

siendo

$$\frac{dg}{g} = \frac{2abx^2(1+ax^2)^{b-1}}{(1+ax^2)^b - 1} \frac{dx}{x} - \frac{2abx^2(1+ax^2)^{b-1}}{(1+ax^2)^b} \frac{dx}{x}, \quad (6.89)$$

$$\frac{dh}{h} = \frac{2abx^2(1+ax^2)^{b-1}}{(1+ax^2)^b - 1} \frac{dx}{x} - \frac{2aby^2(1+ay^2)^{b-1}}{(1+ay^2)^b} \frac{dy}{y}. \quad (6.90)$$

Teniendo en cuenta que la incertidumbre de las magnitudes medidas en cada rama es la misma, es decir,

$$\frac{dx}{x} \approx \frac{dy}{y},$$

y que los números de Mach extrapolados a la unión  $x = M_3^*$  e  $y = M_j^*$ , no varían arbitrariamente cada uno, sino con valores próximos entre ellos, es decir,  $x \approx y$ , se puede concluir de (6.89) y (6.90) que

$$\frac{dg}{g} \approx \frac{dh}{h}. \quad (6.91)$$

Volviendo a (6.88) y haciendo uso de (6.91) nos queda que,

$$\left. \frac{dK_{3j}}{K_{3j}} \right|_{\phi=Cte} = -\frac{1}{gK_{3j}} \frac{dg}{g} + \frac{\phi}{hK_{3j}} \frac{dh}{h} \approx -\frac{1}{K_{3j}} \left( \frac{1}{g} - \frac{\phi}{h} \right) \frac{dh}{h}, \quad (6.92)$$

y teniendo en cuenta (6.85) se concluye que

$$\left. \frac{dK_{3j}}{K_{3j}} \right|_{\phi=Cte} \approx -\frac{1}{K_{3j}} \left( \frac{1}{g} - \frac{\phi}{h} \right) \frac{dh}{h} = -\frac{dh}{h}.$$

Luego se ha demostrado que eligiendo como nueva definición del coeficiente la función  $h(x,y)$ , el error relativo de éste será, independientemente del valor de  $\phi$ , del orden del error de las magnitudes medidas ya que

$$\frac{dh}{h} \approx -\left. \frac{dK_{3j}}{K_{3j}} \right|_{\phi=Cte}.$$

Por lo tanto, el **nuevo coeficiente propuesto** queda de la forma

$$\hat{K}_{3j} = \frac{f(M_3^*) - 1}{f(M_j^*)}. \quad (6.93)$$

Para el caso de unión de flujos la expresión del coeficiente de Miller es

$$K_{j3} = \frac{p_{0j}^* - p_{03}^*}{p_{03}^* - p_3^*} = \frac{\phi}{\hat{K}_{j3}} - \frac{f(M_3^*)}{f(M_j^*) - 1},$$

con  $j = 1, 2$  y siendo

$$\hat{K}_{j3} = \frac{f(M_3^*) - 1}{f(M_j^*)} = \hat{K}_{3j} = \hat{K}_j, \quad (6.94)$$

o bien

$$\hat{K}_j = \frac{\frac{p_{03}^*}{p_3^*} - 1}{\frac{p_{0j}^*}{p_j^*}}. \quad (6.95)$$

El coeficiente de pérdidas, por lo tanto, es idéntico para uniones y bifurcaciones, lo cual es una ventaja, ya que simplifica la caracterización de uniones. Puesto que el nuevo coeficiente se ha determinado siguiendo argumentos puramente matemáticos, carece de un significado físico, aunque no supone un inconveniente para implementarlo como condición de contorno en códigos globales 1D, pudiéndose interpretar como un **"coeficiente de enlace"** entre ramas. Como se verá en los siguientes apartados, esta nueva definición presenta otras importantes ventajas:

- Presenta correlaciones parciales, para  $q = \text{cte}$ , de tipo lineal con el número de Mach extrapolado en la rama común cuando se representa en escala doblemente logarítmica. Este hecho permite obtener correlaciones más fiables y exactas con un menor coste experimental o computacional, ya que el número de ensayos o simulaciones requerido es menor, además de poderse obtener correlaciones analíticas mucho más simples de implementar en códigos 1D y evitar complejas subrutinas de interpolación.
- El nuevo coeficiente propuesto es mucho más sensible con respecto al número de Mach que el coeficiente de pérdidas de presión de remanso de Miller.
- Tampoco produce la amplificación de errores como sucede con el coeficiente de Miller, como se demostrará en el apartado siguiente.

- No requiere una doble definición según se trate de un caso de unión o bifurcación de flujos, lo que simplifica su implementación como condición de contorno.
- Por último, y como ventaja principal, para el nuevo coeficiente se pueden encontrar expresiones matemáticas para las correlaciones globales, quedando el problema de la discretización acotado únicamente al nivel de configuración de flujos. Esto se detalla en el apartado de resultados.

Sin embargo, el nuevo coeficiente muestra una baja sensibilidad con respecto a la relación de gastos máxicos entre ramas, aunque este inconveniente también es propio de la definición tradicional de Miller, por lo que puede ser una característica del flujo en sí. Además, no tiene un claro significado físico como coeficiente de pérdidas energéticas del flujo, aunque en términos de su utilización práctica como condición de contorno en los códigos globales de simulación 1D, esta desventaja no es relevante.

En el apartado siguiente se detalla el estudio de propagación de errores para la nueva definición de coeficiente, similar al realizado en el apartado 6.2. Finalmente, en el apartado 6.5 se llevará a cabo un estudio más detallado de cómo se amplifican estos errores y se cuantificarán numérica y analíticamente para diferentes casos prácticos.

#### 6.4 ANÁLISIS DE PROPAGACIÓN DE ERRORES EN EL CÁLCULO DEL NUEVO COEFICIENTE

Como se observa en la ecuación (6.93), el nuevo coeficiente enlaza o vincula el número de Mach extrapolado en ambas ramas, permitiendo calcular el “salto” de propiedades debido únicamente a los efectos de la unión. Siguiendo un procedimiento análogo al del apartado 6.2 se realiza en este apartado un análisis de propagación de errores para la nueva definición. Para ello se diferencia la ecuación (6.93) en la forma indicada en (6.96)

$$d\hat{K}_j = \frac{\partial \hat{K}_j}{\partial M_3^*} dM_3^* + \frac{\partial \hat{K}_j}{\partial M_j^*} dM_j^*, \quad j = 1, 2, \quad (6.96)$$

donde

$$\hat{K}_j = \left[ \left(1 + aM_3^{*2}\right)^b - 1 \right] \left(1 + aM_j^{*2}\right)^{-b}, \quad (6.97)$$

$$\frac{\partial \hat{K}_j}{\partial M_3^*} = 2abM_3^* \left(1 + aM_3^{*2}\right)^{b-1} \left(1 + aM_j^{*2}\right)^{-b}, \quad (6.98)$$

$$\frac{\partial \hat{K}_j}{\partial M_j^*} = -2abM_j^* \left(1 + aM_j^{*2}\right)^{-(b+1)} \left[ \left(1 + aM_3^{*2}\right)^b - 1 \right], \quad (6.99)$$

sustituyendo en la ecuación (6.96) y expresando el error en términos relativos, queda

$$\frac{d\hat{K}_j}{\hat{K}_j} = \frac{2abM_3^{*2} \left(\frac{T_0}{T_3^*}\right)^{b-1}}{\left(\frac{p_{03}^*}{p_3^*}\right) - 1} \frac{dM_3^*}{M_3^*} - \frac{2abM_j^{*2} \left(\frac{p_{0j}^*}{p_j^*}\right)}{\left(\frac{T_0}{T_j^*}\right)^{b+1}} \frac{dM_j^*}{M_j^*}, \quad (6.100)$$

que se puede expresar en la forma

$$\frac{d\hat{K}_j}{\hat{K}_j} = \hat{\Lambda}_3 \frac{dM_3^*}{M_3^*} + \hat{\Lambda}_j \frac{dM_j^*}{M_j^*}, \quad (6.101)$$

siendo

$$\hat{\Lambda}_3 = \frac{2abM_3^{*2} \left(\frac{T_0}{T_3^*}\right)^{b-1}}{\left(\frac{p_{03}^*}{p_3^*} - 1\right)}, \quad \hat{\Lambda}_j = -2abM_j^{*2} \left(\frac{T_0}{T_j^*}\right)^{-1}.$$

Sustituyendo en la ecuación (6.101) la expresión (6.28), se obtiene la ecuación (6.102),

$$\frac{d\hat{K}_j}{\hat{K}_j} = \hat{\Lambda}_3 F_3 \frac{dM_3}{M_3} + \hat{\Lambda}_j F_j \frac{dM_j}{M_j}, \quad (6.102)$$

y sustituyendo la ecuación (6.33) para "3" y "j" en la ecuación (6.102) queda

$$\frac{d\hat{K}_j}{\hat{K}_j} = \hat{\Lambda}_3 F_3 \left[ \frac{1}{2} \frac{dT_3}{T_3} + \frac{dG_3}{G_3} - \frac{dp_3}{p_3} \right] + \hat{\Lambda}_j F_j \left[ \frac{1}{2} \frac{dT_j}{T_j} + \frac{dG_j}{G_j} - \frac{dp_j}{p_j} \right], \quad j=1, 2. \quad (6.103)$$

Como se observa en la ecuación (6.103), la propagación de errores es del mismo orden de magnitud para todas las propiedades fluidas involucradas y, a su vez, del mismo orden de magnitud que la incertidumbre de las respectivas medidas, ya que los coeficientes  $\hat{\Lambda}_3, \hat{\Lambda}_j, F_3$  y  $F_j$  son del orden de la unidad. La incertidumbre expandida, según la norma ISO, se expresa para un intervalo de confianza del 95% según

$$U_{(\hat{K}_j)} = k \left\{ \hat{\Delta}_{T_3}^2 \left(\frac{dT_3}{T_3}\right)^2 + \hat{\Delta}_{G_3}^2 \left(\frac{dG_3}{G_3}\right)^2 + \hat{\Delta}_{p_3}^2 \left(\frac{dp_3}{p_3}\right)^2 + \hat{\Delta}_{T_j}^2 \left(\frac{dT_j}{T_j}\right)^2 + \hat{\Delta}_{G_j}^2 \left(\frac{dG_j}{G_j}\right)^2 + \hat{\Delta}_{p_j}^2 \left(\frac{dp_j}{p_j}\right)^2 \right\}^{1/2}. \quad (6.104)$$

siendo el coeficiente de cobertura  $k = 2$ .

Como se ha visto en este apartado, con la nueva definición de coeficiente se simplifica notablemente el cálculo de errores, siendo los coeficientes de la ecuación (6.104),

$$\Delta_{T3} = \frac{1}{2} \hat{\Lambda}_3 F_3, \quad (6.105)$$

$$\Delta_{G3} = \hat{\Lambda}_3 F_3, \quad (6.106)$$

$$\Delta_{p3} = -\hat{\Lambda}_3 F_3, \quad (6.107)$$

$$\Delta_{Tj} = \frac{1}{2} \hat{\Lambda}_j F_j, \quad (6.108)$$

$$\Delta_{Gj} = \hat{\Lambda}_j F_j, \quad (6.109)$$

$$\Delta_{pj} = -\hat{\Lambda}_j F_j, \quad (6.110)$$

para las ramas  $j = 1, 2$ .

Con lo que se ha demostrado que el nuevo coeficiente propuesto no amplifica el error de medida de la presión estática como sucedía con el de Miller.

## 6.5 INCERTIDUMBRE EN EL CÁLCULO DEL NUEVO COEFICIENTE Y DEL COEFICIENTE DE MILLER DEBIDA A LA PROPAGACIÓN DE ERRORES

En apartados anteriores se ha estudiado la propagación de errores en el cálculo del nuevo coeficiente,  $\hat{K}$  y del coeficiente de Miller,  $K$  de forma analítica. Con objeto de cuantificar la influencia de la incertidumbre de las medidas experimentales o en las simulaciones con Fluent, se han comparado los errores obtenidos numéricamente con Matlab y los analíticos determinados en los apartados 6.2 y 6.4 en el cálculo de  $K$  y  $\hat{K}$ , para una serie de hipótesis que se resumen en la tabla 6.1. Mediante estas diferentes hipótesis se ha comprobado la influencia de los errores cometidos en la medida de las diferentes magnitudes fluidas sobre  $K$  y  $\hat{K}$ .

Hipótesis	Errores fijados, %								
	RAMA 1			RAMA 2			RAMA 3		
	$p_1$	$T_1$	$G_1$	$p_2$	$T_2$	$G_2$	$p_3$	$T_3$	$G_3$
1							0.1		
2							0.25		
3							0.5		
4							1		
5	-0.5			-0.5					
6			0.5			0.5			
7			1			1			
8								1	
9		1			1			1	
10	-0.5	0.5	0.25	-0.5	0.5	0.25	0.5	-0.5	0.25

Tabla 6.1 Hipótesis de distribución de errores estudiadas.

Para realizar estos cálculos se ha modificado el código general de procesado de los datos experimentales en Matlab, de manera que se pueden calcular ambos coeficientes  $K$  y  $\hat{K}$ , considerando que las medidas experimentales no tienen error y fijando un error relativo a voluntad para cualquiera de las magnitudes fluidas medidas. Una vez obtenidos  $K$  y  $\hat{K}$ , se puede cuantificar con Matlab la influencia en el cálculo de éstos, de la incertidumbre en las medidas experimentales. Por otro lado, se han programado las expresiones analíticas del apartado 6.2 de incertidumbre expandida para el cálculo de  $K$  y del apartado 6.4 para  $\hat{K}$ . Mediante estas expresiones, y para los mismos errores fijados en el cálculo numérico con Matlab, se pueden validar las expresiones analíticas de los apartados 6.2 y 6.4.

En primer lugar, se ha analizado la propagación de errores para un punto de medida experimental dado, evaluando para cada hipótesis de error como se propagan éstos en el cálculo del coeficiente tanto analítica como numéricamente. Los datos de las magnitudes medidas para los casos analizados se muestran en las tablas 6.2 y 6.3, para el caso de unión de flujos C2 y bifurcación de flujos D2, respectivamente, ambas para  $q = 0.5$ .

Tipo de flujo C2 Relación de gastos máxicos $q = 0.5$					
$G_1 = 0.0444752$	kg/s	$T_1 = 303.315$	K	$p_1 = 776.376$	kPa
$G_2 = 0.0441390$	kg/s	$T_2 = 303.266$	K	$p_2 = 776.876$	kPa
$G_2 = 0.0886142$	kg/s	$T_3 = 303.341$	K	$p_3 = 694.031$	kPa

**Tabla 6.2** Datos experimentales del punto analizado. Unión de flujos C2 y  $q = 0.5$ .

Tipo de flujo D2 Relación de gastos máxicos $q = 0.5$					
$G_1 = 0.0378085$	kg/s	$T_1 = 304.026$	K	$p_1 = 674.471$	kPa
$G_2 = 0.0390720$	kg/s	$T_2 = 304.257$	K	$p_2 = 675.434$	kPa
$G_3 = 0.0768805$	kg/s	$T_3 = 304.098$	K	$p_3 = 711.734$	kPa

**Tabla 6.3** Datos experimentales del punto analizado. Bifurcación de flujos D2 y  $q = 0.5$ .

Tipo de flujo C2 y $q=0.5$						
K			$\hat{K}$			
Error NUMÉRICO		Error ANALÍTICO	Error NUMÉRICO		Error ANALÍTICO	
$K_{13}$	$K_{23}$		$\hat{K}_1$	$\hat{K}_2$		
Hipótesis 1	-2.16	-2.21	2.26	-0.19	-0.19	0.19
Hipótesis 2	-5.42	-5.53	5.89	-0.48	-0.48	0.48
Hipótesis 3	-10.87	-11.10	12.62	-0.95	-0.95	0.96
Hipótesis 4	-21.86	-22.32	29.35	-1.89	-1.89	1.91
Hipótesis 5	-13.81	-14.08	16.31	0.01	-0.01	0.01
Hipótesis 6	0.15	0.15	0.14	-0.01	-0.01	0.01
Hipótesis 7	0.31	0.31	0.28	-0.02	-0.02	0.02
Hipótesis 8	-3.20	-3.24	3.26	0.95	0.95	0.96
Hipótesis 9	-3.09	-3.13	3.26	0.94	0.94	0.96
Hipótesis 10	-23.11	-23.75	23.86	-1.21	-1.21	1.17

**Tabla 6.4** Propagación de errores en el cálculo de los coeficientes.  
Unión de flujos C2 y  $q = 0.5$ .

En las tablas 6.4 y 6.5 se muestran los resultados obtenidos para los casos de unión de flujos C2 y bifurcación de flujos D2, respectivamente. En general, y para ambos casos, se observa como el error calculado numéricamente y analíticamente aproximada coinciden en todos los casos, lo que demuestra que las ecuaciones analíticas obtenidas en el apartado 6.2 y 6.4 son correctas. Por otro lado, se puede observar también como el error en el cálculo del nuevo coeficiente propuesto no se amplifica, siendo del mismo orden de magnitud que los errores introducidos en las magnitudes fluidas de partida. En cambio, los errores en el coeficiente de pérdidas definido por Miller si son amplificados.

Como se demostró en el apartado 6.2, los errores en la medida de la presión son notablemente amplificados por el coeficiente de Miller, pudiendo observarse como errores del 0.1, 0.25, 0.5 y 1% (hipótesis 1 a 4) en la presión, producen errores en el coeficiente de Miller del orden del 2, 6, 12 y 30%, respectivamente. Esto no ocurre para el nuevo coeficiente propuesto.

En cambio, los errores en la medida de la temperatura estática y el gasto no son amplificados, manteniéndose el error en el cálculo del coeficiente de Miller en el mismo orden de magnitud que el error supuesto en dichas magnitudes para el cálculo. También se puede dar el caso de que errores del mismo signo en la misma magnitud medida en las tres ramas pueden compensar el error mientras que errores aleatorios y, por lo tanto, con signos contrarios, amplifican igualmente el error de forma sustancial (hipótesis 10).

En la tabla 6.5, caso de bifurcación de flujos D2, se observan resultados análogos a los obtenidos para el caso de unión de flujos C2 para las mismas hipótesis simuladas. En la figura 6.1 se ha representado el intervalo de incertidumbre para el coeficiente de pérdidas de Miller obtenido a partir de los resultados experimentales en el caso de unión de flujos C2 y  $q = 0.5$ . La incertidumbre expandida se ha calculado tomando un factor de cobertura  $k = 2$ , que corresponde con un intervalo de confianza del 95%. Se han considerado unas incertidumbres de  $\pm 0.35$  kg/s para las medidas del

gasto másico,  $\pm 3$  K para la temperatura estática y  $\pm 2500$  Pa para las medidas de la presión estática absoluta.

Tipo de flujo D2 y $q=0.5$						
K			$\hat{K}$			
Error NUMÉRICO		Error ANALÍTICO	Error NUMÉRICO		Error ANALÍTICO	
$K_{31}$	$K_{32}$		$\hat{K}_1$	$\hat{K}_2$		
Hipótesis 1	1.95	1.87	1.84	-0.21	-0.21	0.21
Hipótesis 2	4.88	4.68	4.50	-0.53	-0.53	0.53
Hipótesis 3	9.79	9.39	8.67	-1.06	-1.06	1.06
Hipótesis 4	19.68	18.88	16.20	-2.09	-2.09	2.12
Hipótesis 5	8.73	8.35	7.18	-0.01	-0.01	0.01
Hipótesis 6	-0.31	-0.28	0.29	-0.01	-0.01	0.01
Hipótesis 7	-0.63	-0.56	0.58	-0.02	-0.02	0.02
Hipótesis 8	-0.74	-0.75	0.70	1.07	1.07	1.06
Hipótesis 9	-1.07	-1.05	0.75	1.06	1.06	1.06
Hipótesis 10	18.29	17.54	10.47	-1.59	-1.60	1.19

Tabla 6.5 Propagación de errores en el cálculo de los coeficientes. Bifurcación de flujos D2 y  $q = 0.5$ .

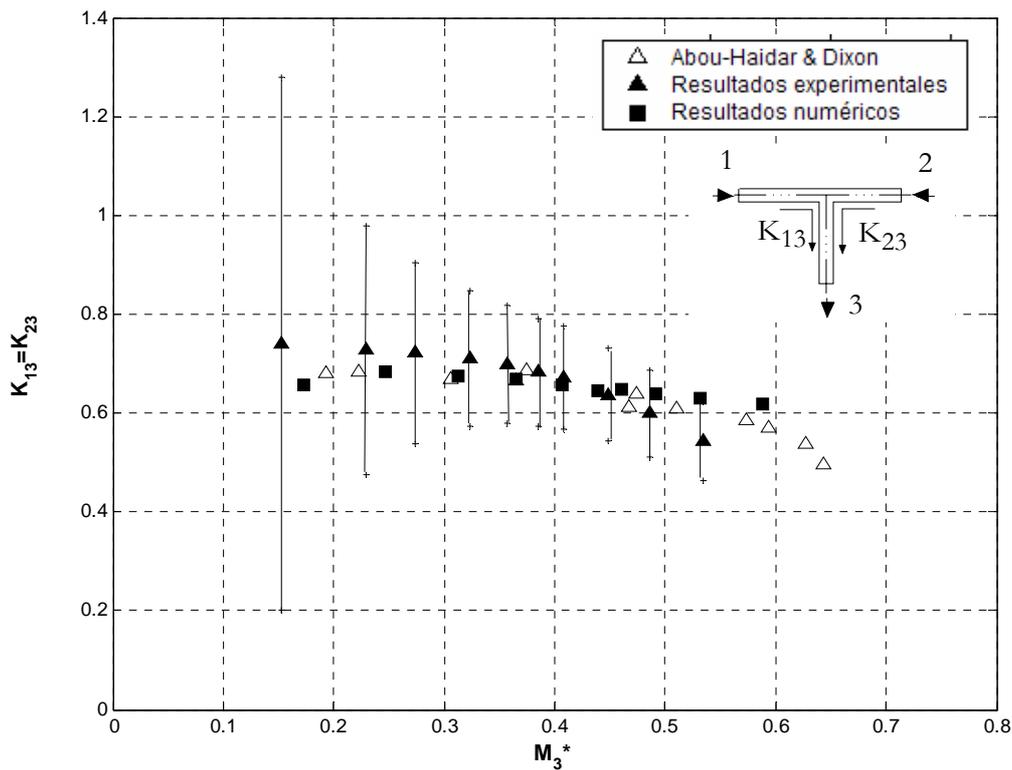
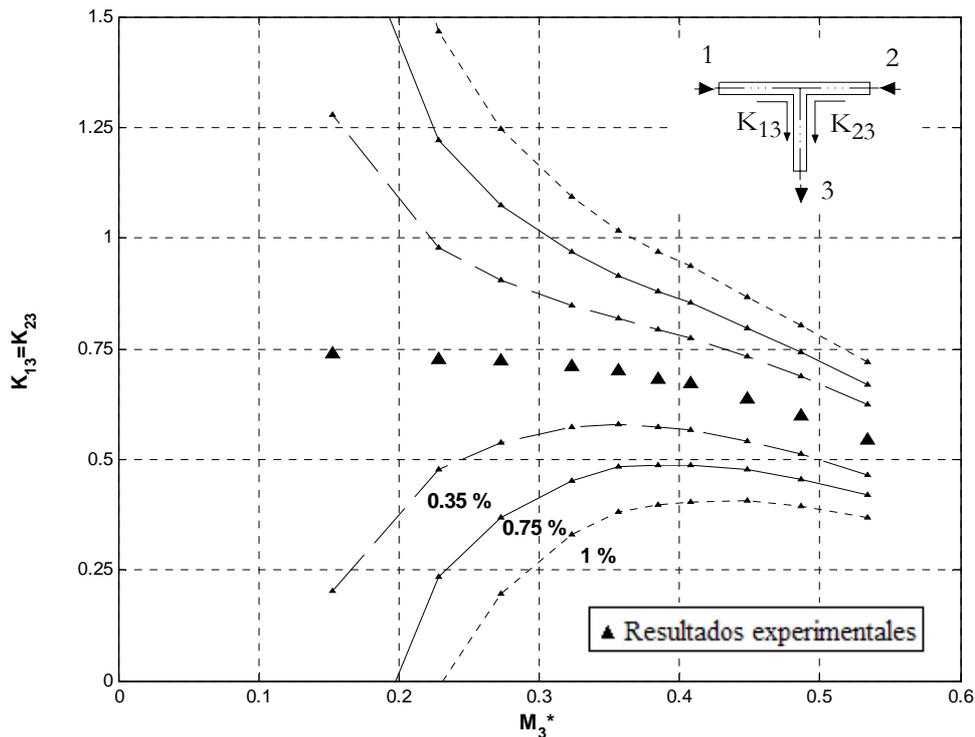


Figura 6.1 Banda de error en el cálculo del coeficiente de pérdidas de Miller. Resultados experimentales. Unión de flujos C2 y  $q = 0.5$ .

Como se puede observar, el intervalo de incertidumbre es máximo a bajos números de Mach debido a que el denominador,  $p_{03}^* - p_3^*$ , en la ecuaciones (6.24) y

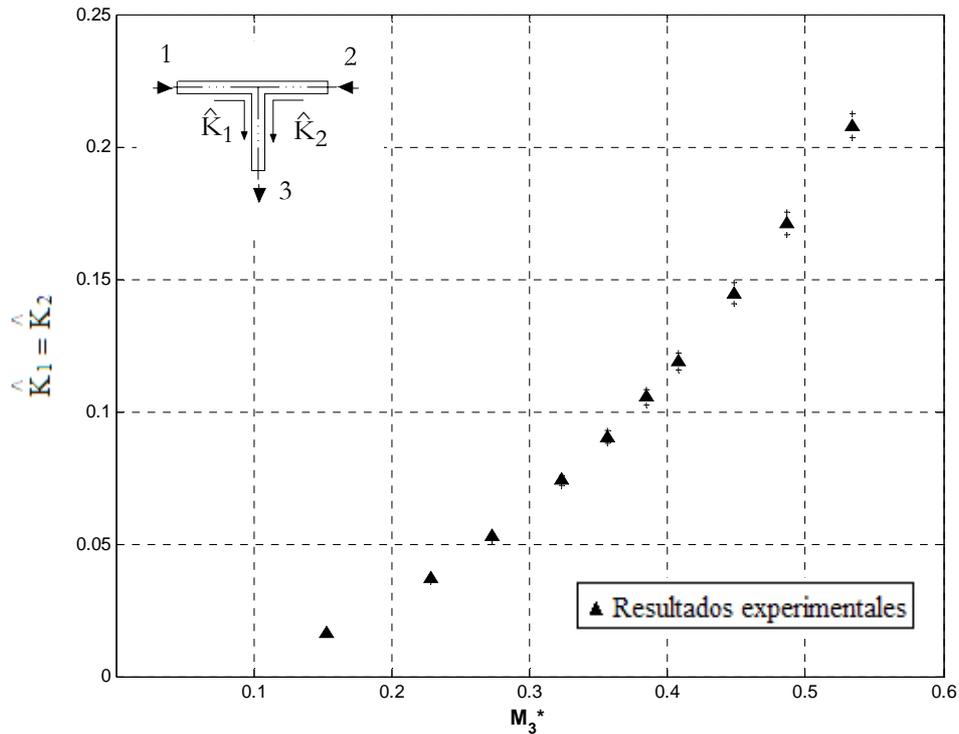
(6.66), tiende a cero, por lo que los coeficientes  $\Gamma_{3D}$  y  $\Gamma_{3C}$ , respectivamente, en la ecuación de la incertidumbre expandida aumentan sustancialmente. El intervalo de incertidumbre disminuye al aumentar el número de Mach y es del orden de un  $\pm 15\%$ , en el mejor de los casos, lo que deja dentro tanto los resultados numéricos como los datos de referencia de Abou-Haidar. En la figura 6.2 se han representado los intervalos de incertidumbre sobre los resultados experimentales de  $K$  para diferentes errores sobre la presión estática. Se observa como el intervalo de incertidumbre aumenta considerablemente al aumentar el error considerado para la presión.



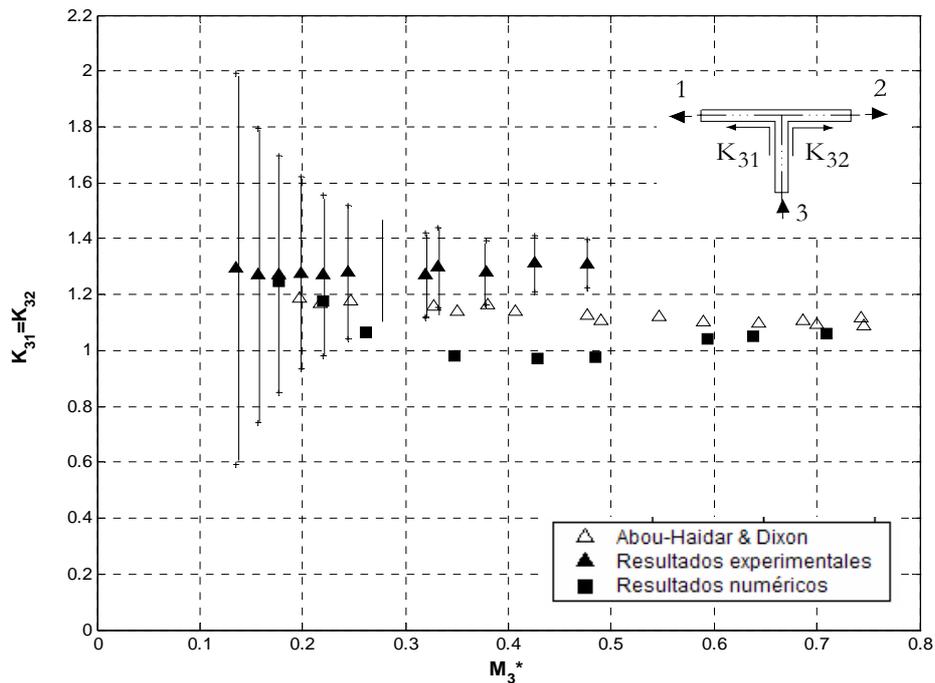
**Figura 6.2** Bandas de error en el cálculo del coeficiente de pérdidas definido por Miller. Resultados experimentales. Influencia del error en la medida de la presión estática. Unión de flujos C2 y  $q = 0.5$ .

Finalmente, en la figura 6.3 se ha representado el intervalo de incertidumbre para el nuevo coeficiente propuesto. El error en el cálculo del coeficiente ahora no amplifica los errores y se mantienen en un valor similar al supuesto para las magnitudes medidas.

En las figuras 6.4, 6.5 y 6.6 se presentan los resultados obtenidos para el caso de bifurcación de flujos. En este caso existen algunas diferencias en cuanto al grado de coincidencia de los resultados experimentales y numéricos, aunque existe un grado aceptable de coincidencia entre los resultados experimentales y los datos de referencia de Abou-Haidar. Esto puede estar relacionado con una longitud insuficiente en las ramas de salida para obtener flujo desarrollado y por tanto con un cálculo erróneo del coeficiente de fricción.



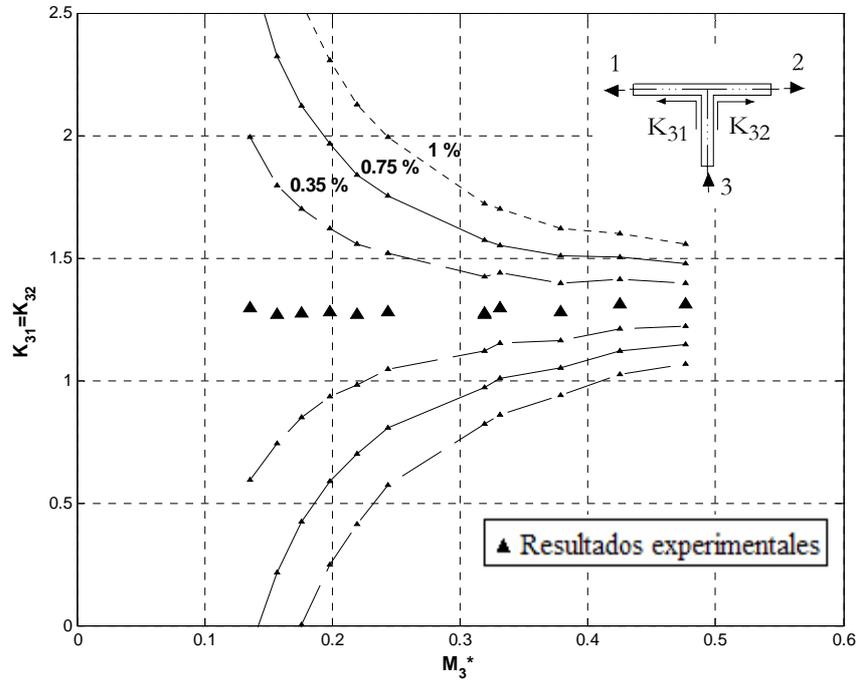
**Figura 6.3** Banda de error en el cálculo del nuevo coeficiente propuesto. Resultados experimentales. Unión de flujos C2 y  $q = 0.5$ .



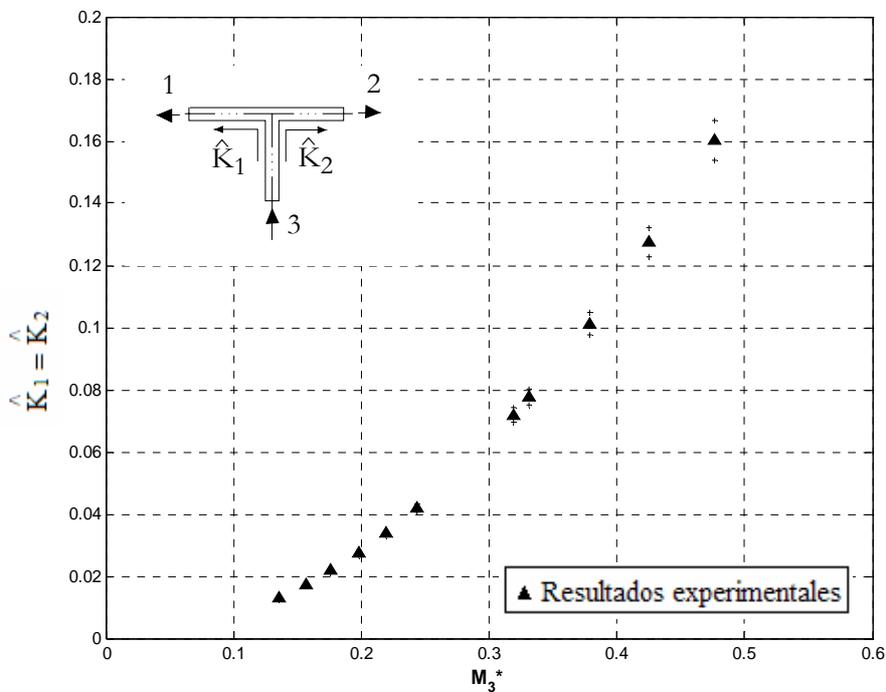
**Figura 6.4** Banda de error en el cálculo del coeficiente de pérdidas definido por Miller. Resultados experimentales. Bifurcación de flujos D2 y  $q = 0.5$ .

A continuación, se muestra la amplificación del error de forma análoga al caso de unión de flujos. En la figura 6.5 se observa la banda de incertidumbre para los distintos errores considerados en el valor de la presión estática. Finalmente, en la figura 6.6 se ha representado el intervalo de incertidumbre para el nuevo coeficiente, considerando un

error en la medida de la presión del 1%. Como se observa, el cálculo del coeficiente ahora no amplifica los errores que se mantienen en un valor similar al considerado para los errores de las magnitudes medidas.



**Figura 6.5** Bandas de error en el cálculo del coeficiente de pérdidas definido por Miller. Resultados experimentales. Influencia del error en la medida de la presión estática. Bifurcación de flujos  $D2$  y  $q = 0.5$ .



**Figura 6.6** Banda de error en el cálculo del nuevo coeficiente propuesto. Resultados experimentales. Bifurcación de flujos  $D2$  y  $q = 0.5$ .

## 6.6 ESTIMACIÓN DE OTRAS FUENTES DE INCERTIDUMBRE

El intervalo de incertidumbre total en el cálculo del coeficiente de pérdidas depende de la incertidumbre de las propiedades fluidas, presión y temperatura estática y gasto másico, pero también de la propia definición del coeficiente. Además de estas fuentes de error, la incertidumbre total puede estar influenciada también por otras fuentes adicionales de error, derivadas de la propia naturaleza del flujo, limitaciones relacionadas con los montajes experimentales o incluso de la metodología de procesado de resultados.

Una fuente importante de incertidumbre, además de las ya analizados en el anexo C, es también conseguir flujo totalmente desarrollado en las secciones de medida lejos de la unión, en las que se determina el valor promedio de las magnitudes fluidas utilizadas en el cálculo del coeficiente de fricción.

En los ensayos experimentales se parte del valor de las magnitudes fluidas medidas en una única sección de cada rama y, considerando que el flujo está totalmente desarrollado, se obtiene mediante la correlación de Colebrook-White el coeficiente de fricción. A partir de éste, y considerando que el flujo real verifica de forma suficientemente aproximada las hipótesis del flujo de Fanno, se descuentan las pérdidas por fricción para obtener las magnitudes extrapoladas hasta la unión. El valor de las propiedades medidas influyen, por lo tanto, en todo el proceso y éstas dependen a su vez de la distancia desde la sección de medida hasta la unión. Cuanto más cerca se encuentren las secciones de medida a la unión, más tridimensional es el flujo, aumentando el error al no poder aplicar el modelo de Fanno para descontar la fricción.

En cambio, en las simulaciones con Fluent se dispone del valor promedio de las magnitudes fluidas en cualquier sección transversal a lo largo de cada una de las ramas, por lo que puede analizarse la variación tanto del factor de fricción como de las magnitudes extrapoladas en función de la distancia, permitiendo en definitiva, obtener el coeficiente de pérdidas de manera más fiable y exacta.

Esta metodología consistente en medir en diferentes puntos a lo largo de cada una de las ramas, fue utilizada por Abou-Haidar y Dixon (1994), sin embargo, la distancia desde las secciones de medida hasta la unión fue, en todos los casos, menor de  $16D$  y el coeficiente de fricción fue obtenido mediante la ecuación de pérdidas para flujo incompresible lo que introduce errores, que en algunos casos, pueden ser considerables.

Por otro lado, la longitud de las ramas es uno de los factores que limita el número de Mach máximo alcanzable, por lo que debe buscarse tanto en los ensayos experimentales como en las simulaciones numéricas una solución de compromiso para esta variable. En los ensayos experimentales se requieren tramos de longitud recta tanto aguas arriba como aguas abajo de la sección de medida, con objeto de conseguir flujo

totalmente desarrollado y eliminar las posibles perturbaciones en el flujo causadas principalmente por las válvulas de regulación del gasto másico entre ramas. En las simulaciones numéricas, igualmente se requieren unas ciertas distancias aguas abajo de la unión y de las secciones de entrada y salida donde se imponen las condiciones de contorno. Si bien, la influencia de la no uniformidad del flujo debido a la unión es mucho más importante que la condición de contorno numérica. Por último, hay que tener en cuenta también que las distancias requeridas dependen del número de Mach, de la relación de gastos másicos y del tipo de flujo.

En las figuras 6.7 y 6.8 se ha representado el intervalo de error en el cálculo del coeficiente de pérdidas de Miller teniendo en cuenta la influencia de la distancia entre la unión y la sección de medida. Se ha determinado para dos distancias  $L/D = 37$  y  $L/D = 17$ , y con un intervalo de confianza del 90%, es decir, un factor de cobertura  $k = 1$ . La distancia  $L/D = 37$  se corresponde con la distancia desde las secciones de medida hasta la unión en los ensayos experimentales, mientras que la distancia  $L/D = 17$  es del orden de la distancia máxima en los ensayos de Abou-Haidar y Dixon. En la figura 6.7 se ha representado la envolvente del error máximo experimental para ambas distancias, superpuesto sobre los datos de referencia de Abou-Haidar y Dixon, observándose que al disminuir la distancia el intervalo de error aumenta significativamente. Por otro lado, como ya se ha comentado, el error también aumenta al disminuir el número de Mach, aunque esto es debido únicamente a la propia definición del coeficiente, cuyo denominador tiende a cero cuando el número de Mach disminuye. En cambio, al aumentar el número de Mach sucede lo contrario y por ello el intervalo de error se estrecha.

La banda de error para la distancia  $L/D = 37$  es del orden de la que se obtiene teniendo en cuenta únicamente la amplificación de errores debido a la propia definición del coeficiente, por lo que se puede concluir que en las medidas experimentales no se introduce un error adicional apreciable debido a la no uniformidad del flujo por efecto de la unión, indicando que el flujo está desarrollado. Luego la influencia de la distancia aguas abajo de la unión sobre la incertidumbre total es despreciable para valores de  $35 \leq L/D \leq 40$ . En cambio, para la distancia  $L/D = 17$  el intervalo de error se ensancha entre un  $\pm 5\%$  y un  $\pm 10\%$  en función del número de Mach. En la figura 6.8, se ha representado el intervalo de incertidumbre total para el caso de bifurcación de flujos  $D2$  y  $q = 0.5$ , y las dos distancias analizadas. Como se puede observar el intervalo también es más amplio a bajos números de Mach, igual que en el caso de unión de flujos, resultando que las tres series de datos, es decir, los experimentales, numéricos y de referencia, se encuentran dentro del intervalo calculado para la distancia  $L/D = 17$ .

En resumen, se ha puesto de manifiesto la gran importancia que tiene sobre la fiabilidad de los resultados el que el flujo esté plenamente desarrollado en la región donde se realizan las medidas. Esto es debido a que el error cometido en el cálculo del

coeficiente de fricción afecta significativamente al cálculo de las propiedades extrapoladas y a que el coeficiente de pérdidas de Miller amplifica notablemente los errores.

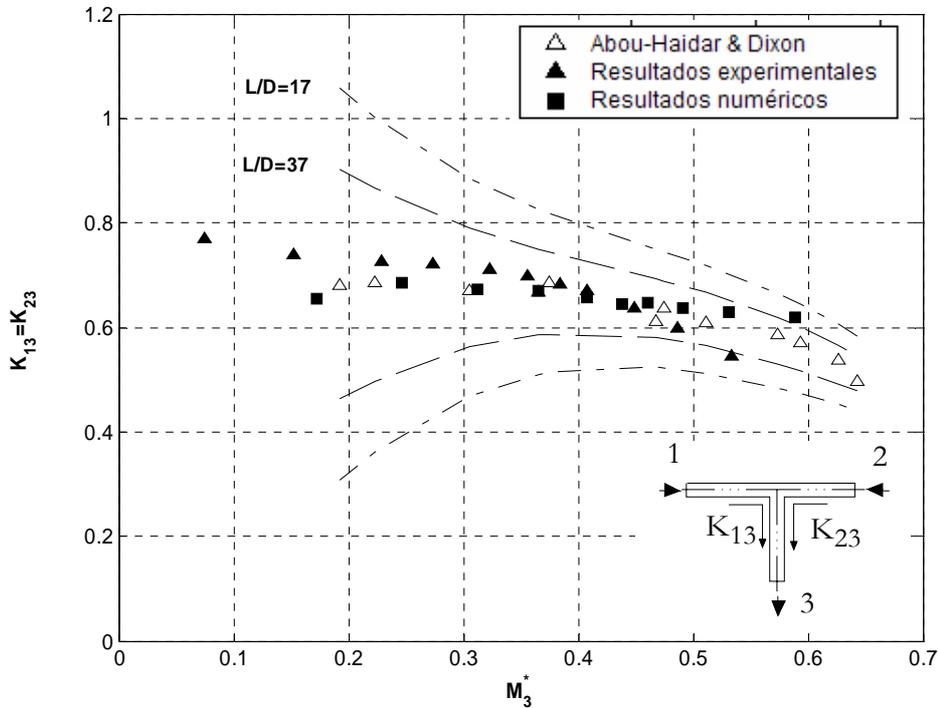


Figura 6.7 Intervalo de incertidumbre total en la determinación del coeficiente de pérdidas. Influencia del parámetro  $L/D$ . Unión de flujos C2 y  $q = 0.5$ .

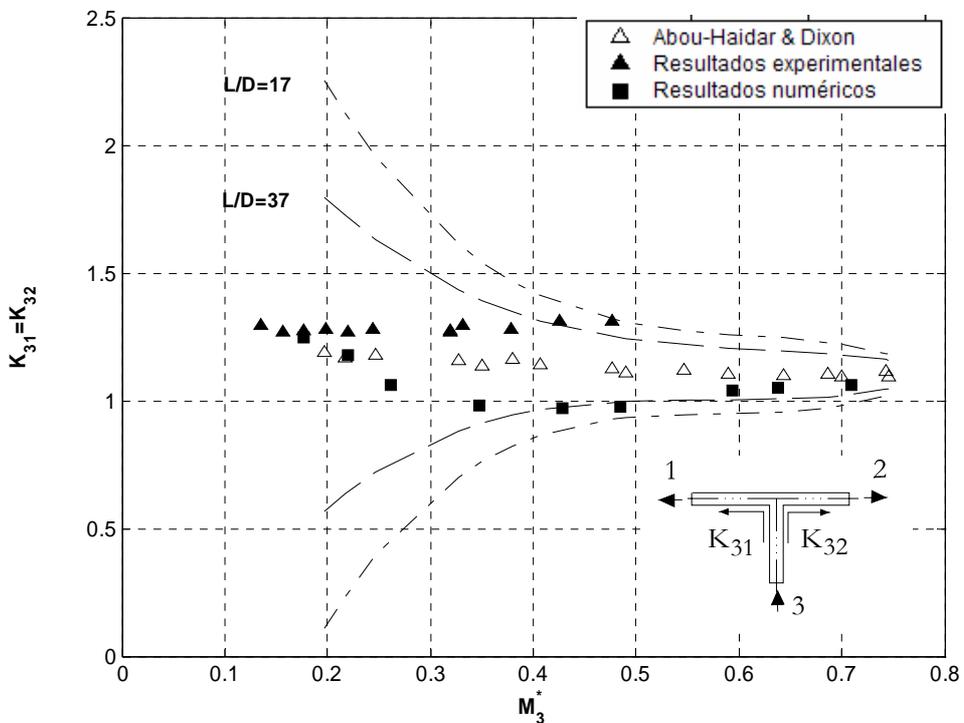


Figura 6.8 Intervalo de incertidumbre total en la determinación del coeficiente de pérdidas. Influencia del parámetro  $L/D$ . Bifurcación de flujos D2 y  $q = 0.5$ .



## 7. Análisis de resultados

En este capítulo se presentan los resultados experimentales y numéricos obtenidos para las dos uniones ensayadas. En primer lugar, se comparan los resultados obtenidos para la unión tipo "T" a  $90^\circ$  tanto en el rango de flujo incompresible como para flujo compresible, con objeto de validar la metodología desarrollada y el procedimiento experimental.

Una vez validada la metodología se ha aplicado ésta al estudio de uniones de geometría más compleja. Los resultados obtenidos para una unión direccional a  $30^\circ$  se han comparado con las ecuaciones analíticas aproximadas, de aplicación en flujo incompresible.

Se muestran también las correlaciones parciales y globales obtenidas para el nuevo coeficiente. Las primeras relacionan el coeficiente de enlace con el número de Mach extrapolado en la rama común, para diferentes relaciones constantes de gastos máxicos entre ramas. Las correlaciones globales son de aplicación a nivel de configuración de flujo y correlacionan el coeficiente de enlace con el número de Mach y la relación de gastos máxicos de forma conjunta.

Finalmente se analiza la estructura interna del flujo en ambos tipos de uniones a partir de la información obtenida de las simulaciones numéricas. Se muestran los isocontornos del número de Mach y de la presión de remanso para algunas de las configuraciones de flujo estudiadas y se analiza, principalmente, la distancia necesaria para obtener flujo totalmente desarrollado aguas abajo de la unión mediante la visualización de los isocontornos del número de Mach en secciones transversales a diferentes distancias de la unión, y el origen de las pérdidas locales mediante la representación de los isocontornos de energía cinética turbulenta.

## 7.1 RESULTADOS PARA LA UNIÓN TIPO "T" A 90°

### 7.1.1 Características del flujo en uniones

En una unión de conductos, como la estudiada, se pueden producir distintos tipos de flujos con características muy diferentes entre sí. Esto hace que su caracterización completa exija el análisis metódico de cada una de estas configuraciones que pueden ser tanto de unión como de bifurcación de flujos. Además, para cada configuración existe la posibilidad de que la relación de gastos máscicos entre ramas pueda variar, lo que introduce una nueva variable a analizar.

El origen de las pérdidas energéticas inherentes a una unión de conductos que forma parte de un sistema de transporte de fluidos se debe principalmente a uno o varios de los siguientes factores:

- Fricción viscosa del flujo con las paredes de la unión.
- Fricción viscosa entre flujos que interaccionan y que poseen diferente energía cinética y cantidad de movimiento (unión de flujos).
- Desprendimiento de la capa límite interna y generación de regiones de flujo separado que posteriormente se desarrolla y vuelve a adherirse a las paredes del conducto.
- Remansamiento y expansión no isentrópica del flujo (separación de flujos).

En los apartados siguientes se comparan los resultados numéricos y experimentales obtenidos en esta Tesis con datos de referencia de diferentes autores, con objeto de validar la metodología numérica desarrollada así como el procedimiento experimental. En estas comparaciones se ha utilizado la definición de coeficiente de pérdidas de presión de remanso propuesta por Miller. Para la unión tipo "T" a 90° se han comparado los resultados obtenidos con datos de referencia tanto para flujo incompresible como compresible. La metodología desarrollada debe ser válida en ambos casos ya que aunque el número de Mach promediado en algunos casos sea suficientemente bajo como para que el flujo pueda ser considerado incompresible, debido al desprendimiento de la capa límite, pueden existir zonas de flujo separado donde los efectos de compresibilidad sean importantes y el número de Mach local sea alto. Para la unión direccional a 30° no existen datos de referencia para flujo compresible, por lo que para validar la metodología numérica se han comparado los resultados experimentales y numéricos en flujo incompresible con las ecuaciones analíticas aproximadas propuestas por Basset *et al.* (1999) y, posteriormente, se comparan los resultados numéricos obtenidos con los resultados experimentales propios ampliando a la región de flujo compresible.

### 7.1.2 Validación de la metodología mediante el coeficiente de Miller

El coeficiente de pérdidas de Miller se puede representar de dos formas distintas dependiendo de si el flujo puede ser considerado incompresible o compresible. En flujo incompresible, se utiliza el coeficiente de pérdidas de presión total definido por Miller (1978) representándose éste en función de la relación de caudales entre ramas.

$$K_{3j}(q) = \frac{P_{t3}^* - P_{tj}^*}{\frac{1}{2}\rho U_3^2}, \quad (D1, D2) \quad K_{j3}(q) = \frac{P_{tj}^* - P_{t3}^*}{\frac{1}{2}\rho U_3^2} \quad (C1, C2) \quad j=1,2, \quad (7.1)$$

donde  $U$ , es la velocidad promedio en la rama común.

Cuando el fluido es un gas, el flujo puede ser considerado incompresible o compresible en función del número de Mach. En este caso, el fluido de ensayo es aire y los resultados obtenidos tanto experimentales como numéricos pueden ser comparados con datos de referencia de otros autores para ambos casos, es decir, para flujo incompresible y para flujo compresible. Haciendo uso del análisis dimensional se puede demostrar que, en el primer caso, el coeficiente de pérdidas de presión total es función de la relación de caudales entre ramas "q" y, por lo tanto, se representa en función de ésta, mientras que en el segundo caso, el coeficiente de pérdidas de presión de remanso, también definido por Miller (1984), es función del número de Mach en la rama común y de la relación de gastos másicos entre ramas por lo que, generalmente, el coeficiente se representa en función del número de Mach extrapolado en la rama común manteniendo como parámetro la relación de gastos másicos.

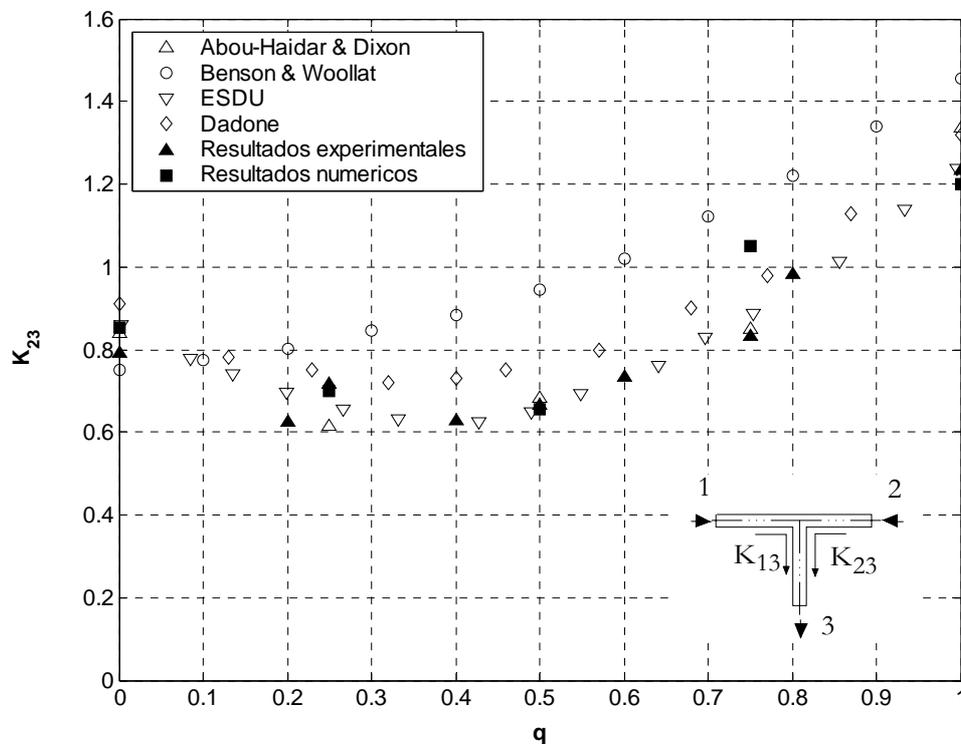
El intervalo de números de Reynolds obtenido para los distintos gastos másicos tanto en las simulaciones numéricas como en los ensayos experimentales es  $1.10^5 \leq Re \leq 7.10^5$ . En este rango el coeficiente de pérdidas puede considerarse independiente de este parámetro según ESDU (1973) y diferentes autores como Ito e Imai (1973), Dadone (1973), Morimune (1981) y Oka *et al.* (1996) entre otros. Por otra parte, el rango de números de Mach y el máximo valor alcanzable de éste depende de varios factores, entre ellos: la longitud de las ramas y las pérdidas por fricción. Las pérdidas por fricción producen un incremento del número de Mach con la distancia pudiéndose alcanzar flujo sónico a la salida de una rama con lo que el gasto másico máximo que se puede simular queda limitado. El número de Mach también puede estar limitado debido a la existencia de zonas de flujo separado con reducción del área efectiva por el fenómeno de "vena contracta". Debido a esta disminución de la sección de paso efectiva se puede producir un bloqueo local del flujo, aunque las magnitudes promediadas para toda la sección del conducto no alcancen los valores críticos en esas secciones. Experimentalmente, este fenómeno de bloqueo se observa en ciertos tipos de flujo, limitando el gasto másico circulante, mientras que en las simulaciones numéricas pueden obtenerse soluciones no físicas, como que a la salida de una rama con flujo

prácticamente uniforme se alcance flujo supersónico cuando las condiciones de contorno impuestas no son las adecuadas.

### 7.1.2.1 Comparación de resultados en flujo incompresible

En este apartado se representan los resultados obtenidos para el coeficiente de pérdidas de presión total definido por Miller en función de la relación de gastos máscicos entre ramas y se comparan con datos de referencia de diferentes autores para  $M_3^* \leq 0.2$ , que es el límite que se ha considerado para flujo incompresible. Los ensayos experimentales se realizaron para  $q = 1, 0.8, 0.75, 0.6, 0.5, 0.4, 0.25, 0.2$  y  $0$ . Las simulaciones numéricas se realizaron para  $q = 1, 0.75, 0.5, 0.25$  y  $0$ .

#### 7.1.2.1.1 Unión de flujos C2



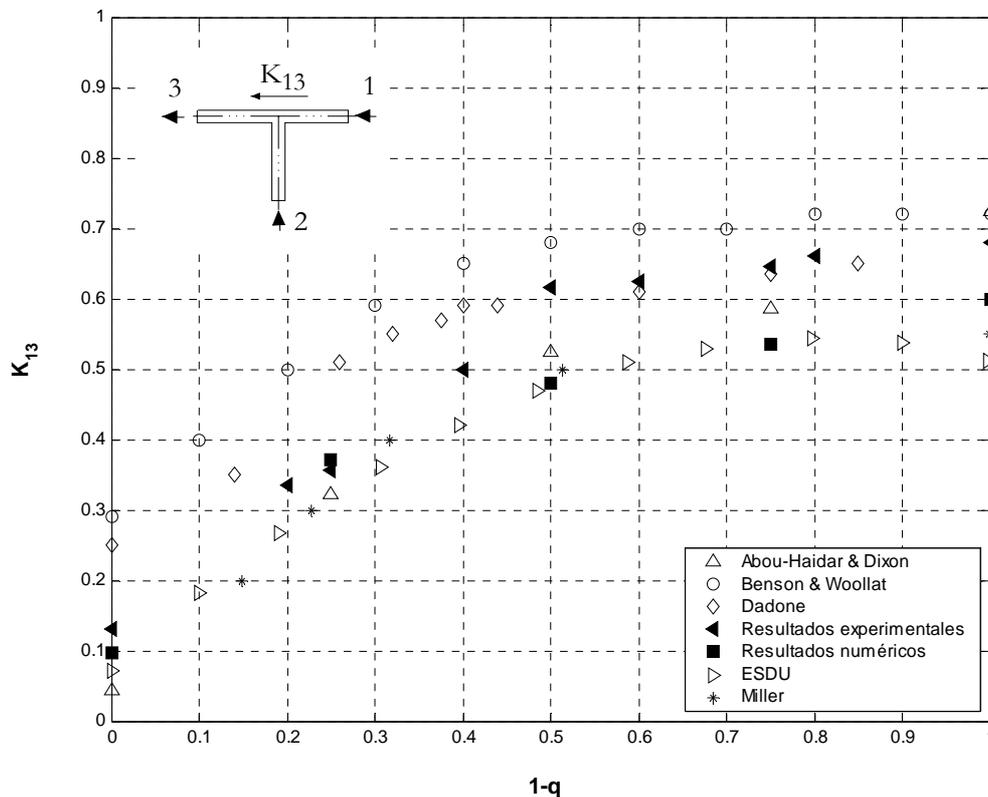
**Figura 7.1** Coeficiente de pérdidas  $K_{23}$  ( $K_{13}$  en función de  $1 - q$ ). Comparación entre resultados numéricos, experimentales y datos de referencia. Unión de flujos C2.

En la figura 7.1 se comparan los resultados obtenidos para el flujo tipo C2. Debido a la simetría del flujo y de la geometría sólo se ha representado el coeficiente  $K_{23}$ . Se observa muy buena coincidencia entre los resultados numéricos y experimentales con los datos de referencia, excepto los de Benson y Woollat, si bien, hay que tener en cuenta que en este caso las pérdidas por fricción no fueron descontadas y el coeficiente de pérdidas fue calculado directamente a partir de las propiedades fluidas medidas a una distancia aproximada de  $5D$  de la intersección y, por lo tanto, sobreestimado. Es de destacar que en la recopilación de datos de ESDU el fluido de ensayo es agua, mientras que en los ensayos de Abou-Haidar y Dixon, Dadone y los

realizados en este trabajo, el fluido utilizado es aire. En el caso de Dadone se dispone de series de datos para diferentes números de Mach mantenido constante entre 0.1 y 0.35, habiéndose representado los datos correspondientes a la serie para  $M_3^* = 0.1$ .

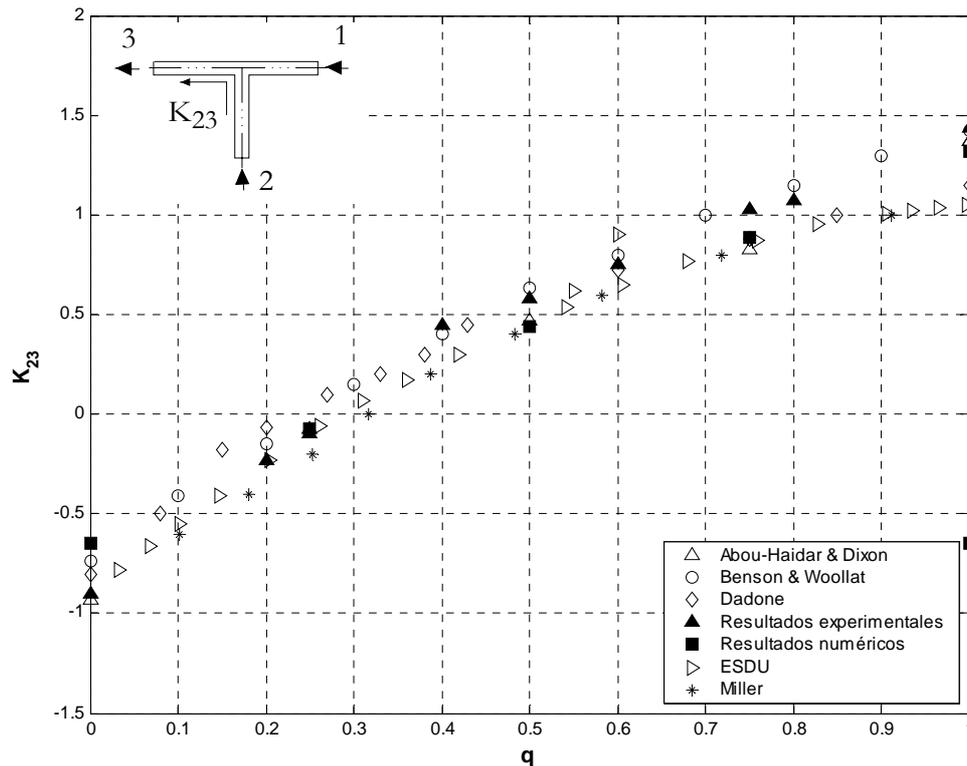
### 7.1.2.1.2 Unión de flujos C1

En este caso se representan ambos coeficientes. En la figura 7.2 se representa el coeficiente de pérdidas  $K_{13}$  en función de  $1-q$  y en la figura 7.3 se representa el coeficiente  $K_{23}$ . En el primer caso, el coeficiente de pérdidas presenta relativamente poca variación a partir de  $q = 0.5$ , observándose una cierta dispersión de datos. Los resultados experimentales y numéricos coinciden aceptablemente con los datos de Miller, Abou-Haidar y Dixon y ESDU, y difieren con los datos de Benson y Woollat como era de esperar. Con respecto a los datos de Dadone se observa una buena coincidencia para  $1-q \geq 0.5$ , mientras que para valores inferiores existe una ligera diferencia.



**Figura 7.2** Coeficiente de pérdidas  $K_{13}$ . Comparación entre resultados numéricos, experimentales y datos de referencia. Unión de flujos C1.

El coeficiente de pérdidas  $K_{23}$  presenta una fuerte variación con respecto a la relación de gastos. Para relaciones  $q \leq 0.25$  se produce un efecto de succión en la rama lateral debido al flujo en la rama principal, dando lugar a valores negativos del coeficiente de pérdidas como consecuencia de la disminución de la presión estática y la baja velocidad en la rama lateral.



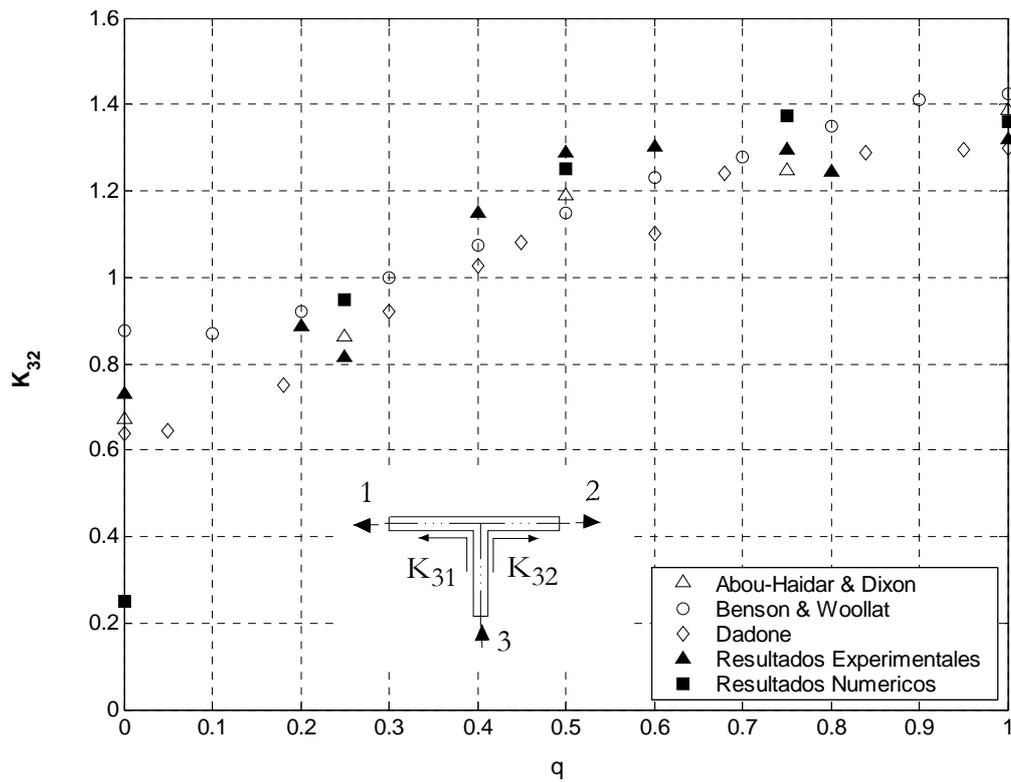
**Figura 7.3** Coeficiente de pérdidas  $K_{23}$ . Comparación entre resultados numéricos, experimentales y datos de referencia. Unión de flujos C1.

### 7.1.2.1.3 Bifurcación de flujos D2

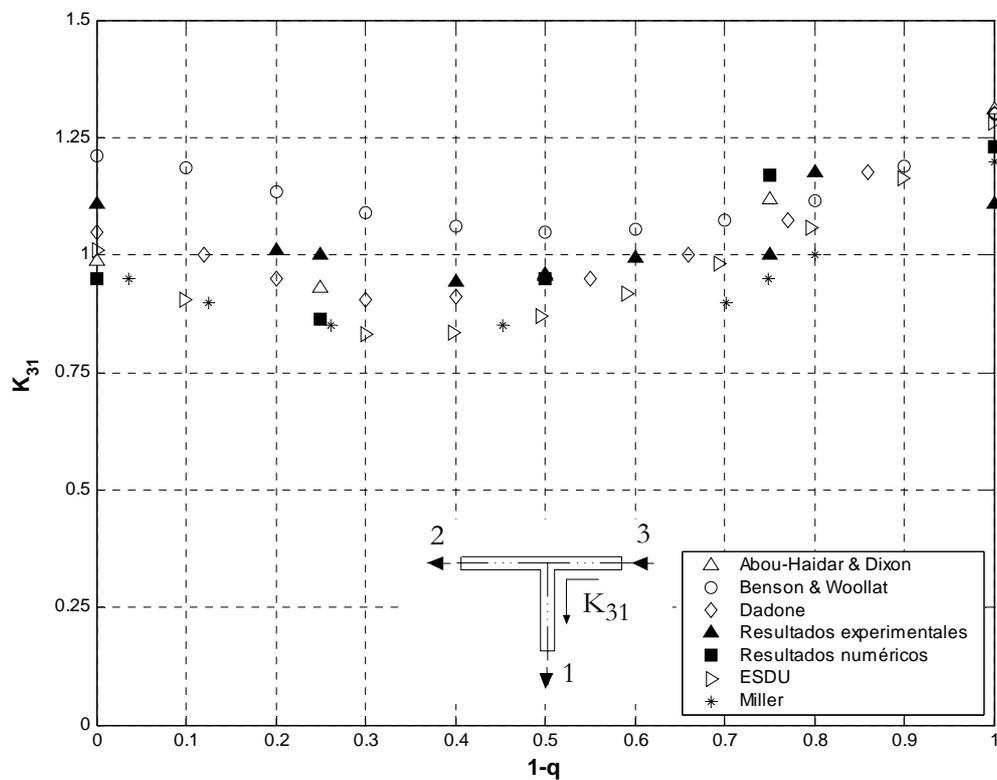
El caso de la bifurcación de flujos D2, figura 7.4, es un tipo de flujo complejo ya que cualquier asimetría geométrica por pequeña que sea o error en la relación de gastos, puede modificar el valor del coeficiente de pérdidas determinado experimentalmente. Sin embargo, se han obtenido resultados aceptables en todas las relaciones de gasto excepto para los resultados numéricos para  $q=0$ , caso en el que el modelo numérico no proporciona buenos resultados debido a que no hay flujo en la rama lateral.

### 7.1.2.1.4 Bifurcación de flujos D1

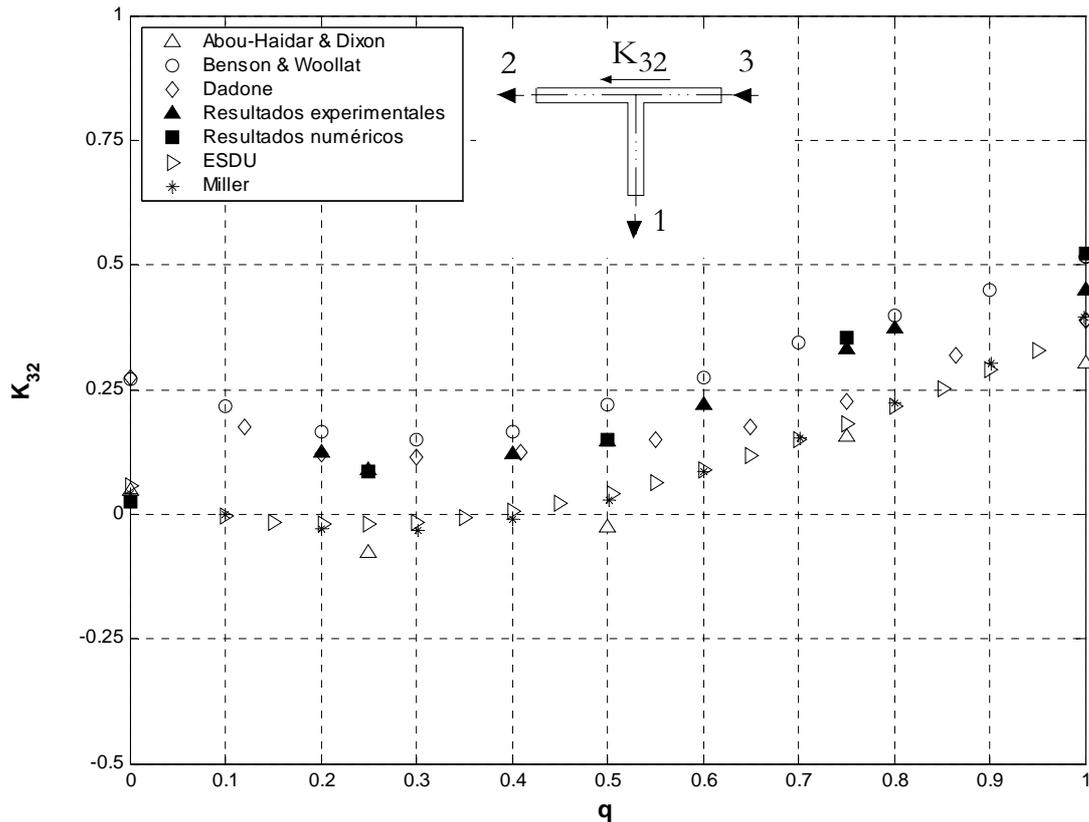
Por último, para el tipo de flujo D1, figuras 6.5 y 6.6, se han obtenido resultados aceptables para ambos coeficientes. Para el coeficiente  $K_{31}$  se observa una mayor dispersión entre resultados numéricos y experimentales y mayores diferencias con los datos de Benson y Woollat, para bajas relaciones de gasto. Por el contrario para el coeficiente de pérdidas  $K_{32}$  los resultados experimentales y numéricos coinciden bastante bien pero son un poco superiores a los datos de referencia. En este caso el coeficiente de pérdidas es prácticamente nulo y cualquier error en el cálculo del coeficiente de fricción, así como los efectos de la compresibilidad pueden ser significativos.



**Figura 7.4** Coeficiente de pérdidas  $K_{32}$  ( $K_{31}$  en función de  $1 - q$ ). Comparación entre resultados numéricos, experimentales y datos de referencia. Bifurcación de flujos D2.



**Figura 7.5** Coeficiente de pérdidas  $K_{31}$ . Comparación entre resultados numéricos, experimentales y datos de referencia. Bifurcación de flujos D1.



**Figura 7.6** Coeficiente de pérdidas  $K_{32}$ . Comparación entre resultados numéricos, experimentales y datos de referencia. Bifurcación de flujos D1.

### 7.1.2.2 Comparación de resultados en flujo compresible

En la comparación de resultados en flujo compresible se representa el coeficiente de pérdidas de presión de remanso de Miller en función del número de Mach extrapolado para cada relación de gastos másicos constante, es decir,  $K = K(q = \text{cte}, M_3^*)$ .

El intervalo de números de Mach que puede ensayarse en el banco de flujo o simularse numéricamente, es diferente para cada tipo de flujo y relación de gastos másicos, como se comentó anteriormente. Para los casos de unión de flujos el intervalo de números de Mach promediado es  $0.1 \leq M_3^* \leq 0.6$ , estando limitado principalmente por el efecto de reducción de área ("vena contracta") que se produce en la entrada de la rama común. Este rango es similar tanto en las simulaciones numéricas como en los ensayos experimentales. Por el contrario, para los casos de bifurcación de flujos la necesidad de medir el gasto másico aguas abajo de la unión requiere que la instalación experimental tenga una gran longitud y el intervalo de números de Mach es sensiblemente menor al que puede alcanzarse en las simulaciones numéricas, donde la rama común es ahora la rama de entrada y la única limitación viene ahora impuesta por la longitud de las ramas necesaria para que se alcancen las condiciones de flujo desarrollado y, por lo tanto, de los efectos de fricción. Así, para los casos de bifurcación

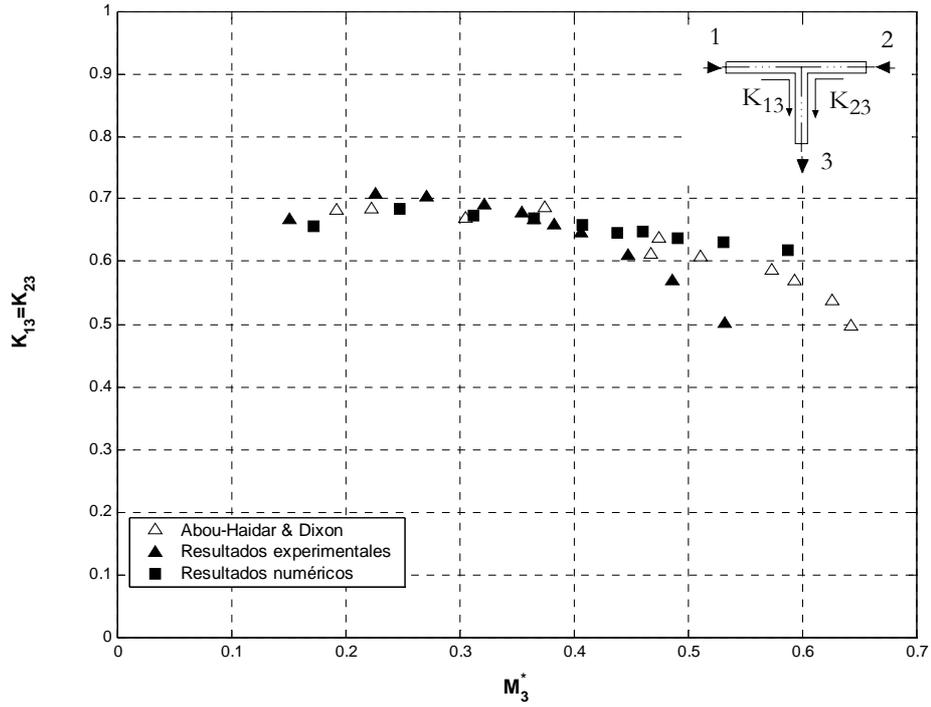
de flujos se pueden alcanzar valores del número de Mach extrapolado en el intervalo  $0.1 \leq M_3^* \leq 0.8$ .

Para flujo compresible la base de datos más completa publicada en la literatura abierta corresponde a Abou-Haidar y Dixon (1992, 1994), siendo los datos de referencia con los que se van a comparar los resultados experimentales y numéricos obtenidos en este trabajo de investigación. Los datos experimentales de Benson y Woollat, Dadone y Morimune *et al.* son menos completos y fueron presentados en función de la relación de caudales entre ramas, es decir, para flujo incompresible debido al bajo rango de números de Mach para el que fueron realizados los ensayos.

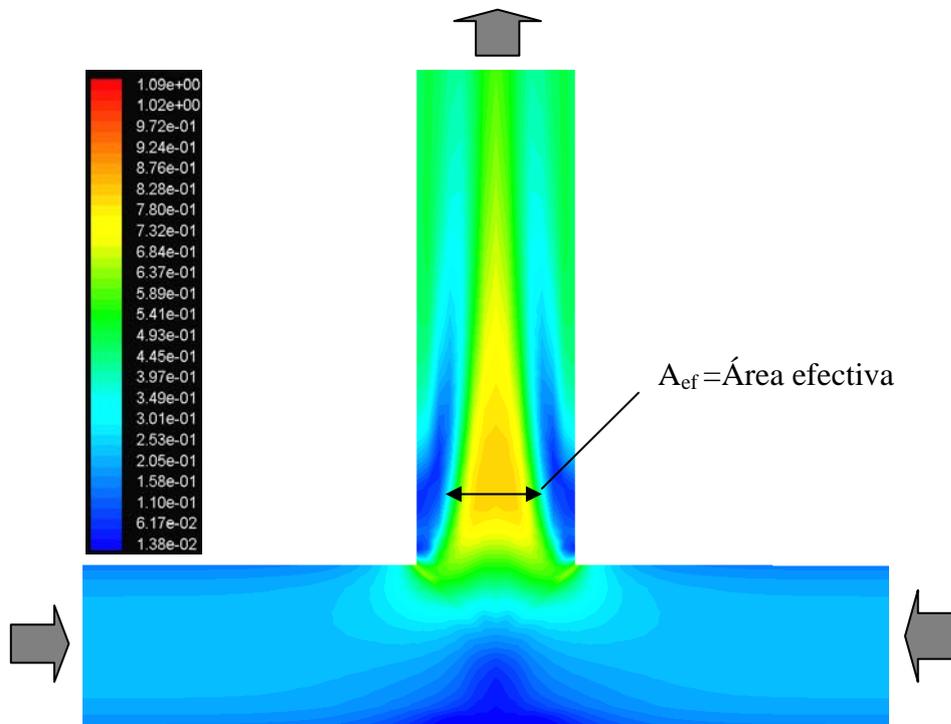
Como se comentó en el apartado 2.2 la longitud de las ramas, la distancia desde las secciones de medida hasta la unión y la metodología seguida para descontar las pérdidas por fricción en los ensayos llevados a cabo por Abou-Haidar y Dixon, son diferentes a las longitudes, distancias y metodología utilizadas en este estudio y, por lo tanto las discrepancias se pueden explicar en base a estas diferencias.

#### **7.1.2.2.1 Unión de flujos C2**

Se comparan en este apartado los resultados obtenidos para el caso de unión de flujos C2 y diferentes relaciones de gastos máxicos  $q = 1, 0.75, 0.5, 0.25$  y  $0$ . En primer lugar, en la figura 7.7 se comparan resultados para el caso  $q = 0.5$  donde ambos coeficientes son iguales. El número de Mach máximo alcanzable en las simulaciones numéricas está en torno a  $0.6$ , debido al desprendimiento del flujo en la entrada de la rama común (y la consiguiente reducción de área efectiva), y los efectos de bloqueo del flujo por fricción en la rama de salida común. Como puede observarse en la figura 7.8 el número de Mach local en la entrada de la rama común puede alcanzar valores próximos a la unidad, aunque el valor promedio es menor.



**Figura 7.7** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{13} = K_{23}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos C2,  $q = 0.5$ .



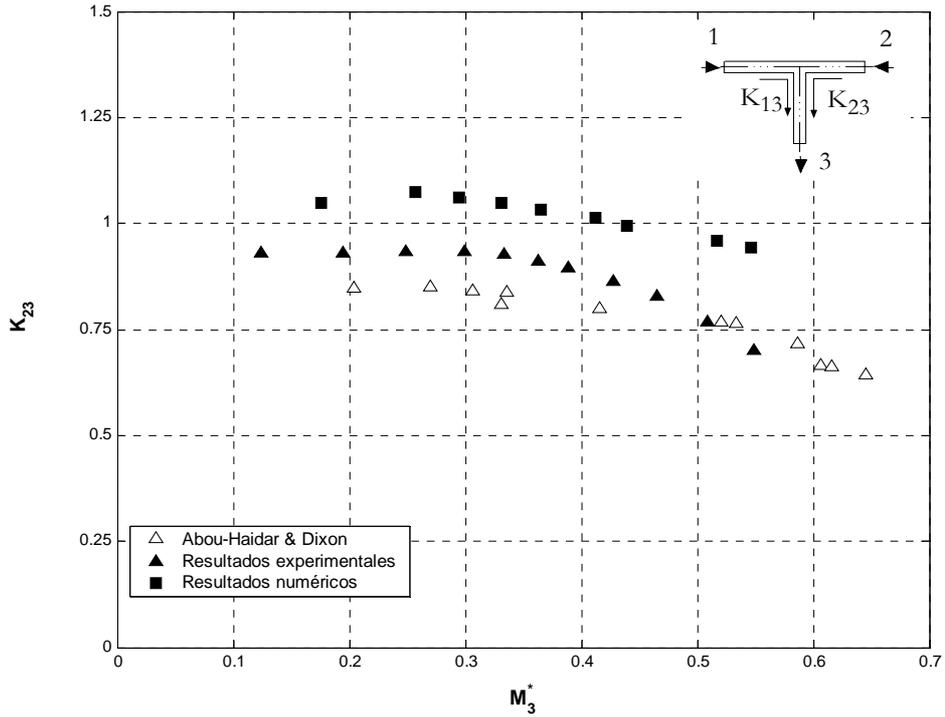
**Figura 7.8** Isocontornos de número de Mach en el plano de simetría.  $G_3 = 0.176 \text{ kg/s}$ ,  $\bar{p}_{\text{salida}} = 400 \text{ kPa}$ . Unión de flujos C2,  $q = 0.5$ .

Se observa que los resultados experimentales y numéricos coinciden con los datos de Abou-Haidar y Dixon, especialmente, hasta  $M_3^* = 0.5$ . En este rango, la variación del coeficiente con el número de Mach es, prácticamente, nula. Sin embargo, para  $M_3^* > 0.5$  el coeficiente de pérdidas disminuye más rápidamente. Esto puede ser debido a la propia definición del coeficiente ya que el denominador,  $p_{03}^* - p_3^*$ , aumenta más rápidamente que la pérdida de presión de remanso en el numerador. También es posible que el coeficiente de fricción haya sido sobreestimado debido a que el flujo no está desarrollado en las secciones de medida, aguas abajo de la unión, para estos gastos másicos más elevados. Estos errores son minimizados en el caso de los resultados numéricos ya que se dispone de información acerca de las magnitudes fluidas a lo largo de la longitud total de cada una de las ramas y el coeficiente de fricción puede ser calculado con mayor exactitud.

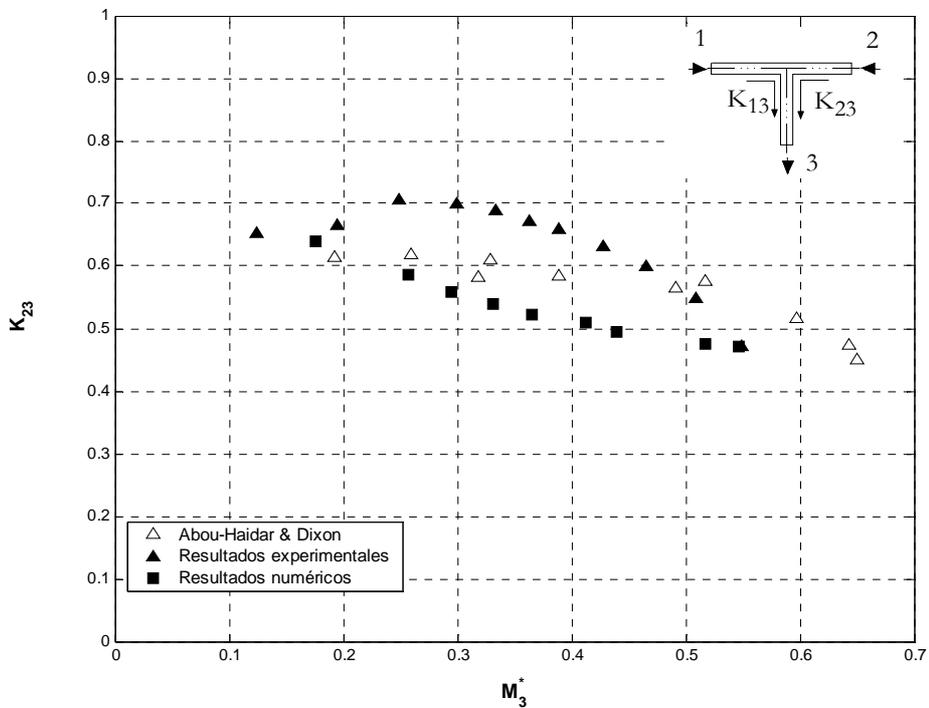
En relación con este aspecto es interesante tener en cuenta que Abou-Haidar utilizó en sus ensayos experimentales las medidas realizadas en seis secciones a diferentes distancias desde la unión entre  $2D$  y  $16D$ . Esta distancia es insuficiente para alcanzar las condiciones de flujo desarrollado en la mayoría de los casos, sin embargo, los errores pueden ser compensados en parte al disponer de múltiples puntos de medida, aunque el procesado de los datos para obtener el coeficiente de fricción fue realizado según el modelo de flujo incompresible.

En las figuras 7.9 a 7.12 se representa el coeficiente  $K_{23}$  para el resto de las relaciones de gasto. El coeficiente  $K_{13}$  para la otra rama es simétrico, es decir, se corresponde con el representado para  $1-q$ . En las figuras 7.9 y 7.10 se comparan los resultados obtenidos para las relaciones  $q = 0.25$  y  $q = 0.75$ , respectivamente. En ambos casos, los resultados experimentales coinciden aceptablemente con los datos de Abou-Haidar y Dixon. Sin embargo, los resultados experimentales son ligeramente subestimados en el primer caso y sobreestimados en el segundo. Este hecho puede estar relacionado con la complejidad que supone establecer experimentalmente la relación de gastos másicos entre ramas de forma precisa mientras que numéricamente está fijada de forma exacta mediante las condiciones de contorno.

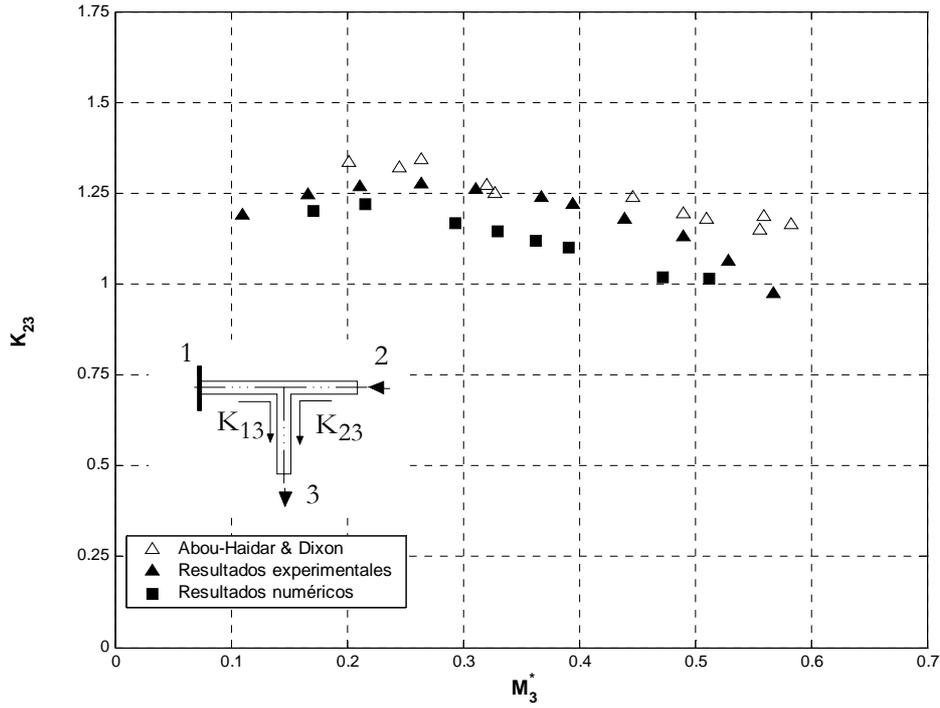
En las figuras 7.11 y 7.12 se comparan los resultados obtenidos para las relaciones extremas  $q = 1$  y  $q = 0$ , respectivamente. Para estas dos relaciones de gastos el número de Mach máximo alcanzado es similar en todos los casos. En general, los resultados numéricos y experimentales coinciden aceptablemente. Para  $q = 1$  los resultados numéricos son ligeramente inferiores a los datos de referencia, aunque la tendencia si que es la misma en ambos casos. Para  $q = 0$  los resultados también son satisfactorios, aunque debido a que en una de las ramas el flujo es nulo, los resultados numéricos pueden ser menos fiables y presentar una mayor dispersión, especialmente, a bajos números de Mach.



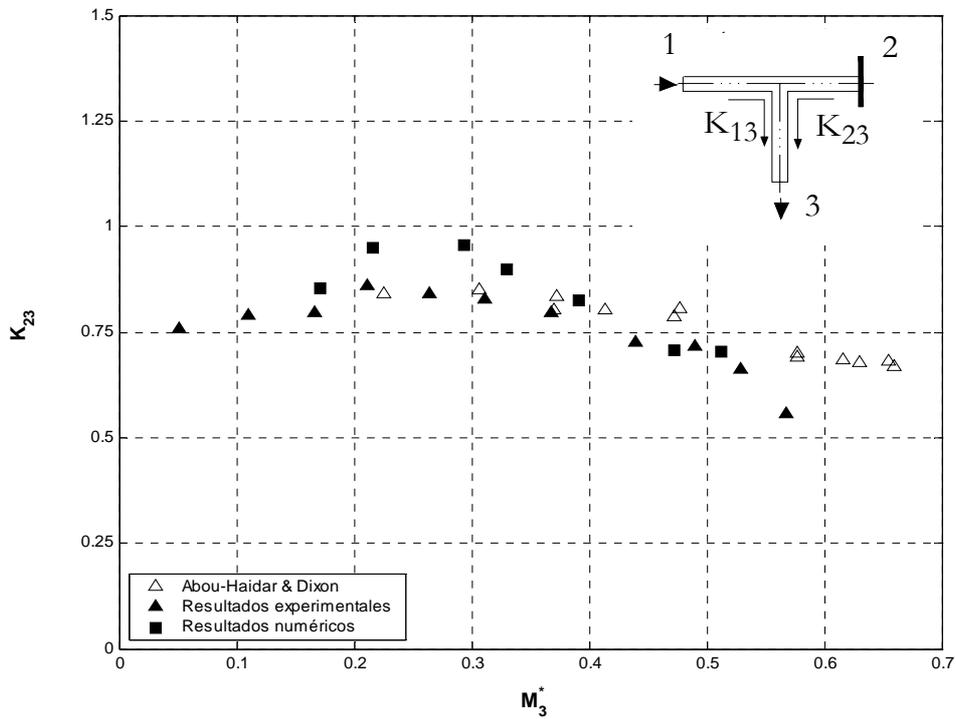
**Figura 7.9** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{23}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos C2,  $q = 0.25$ .



**Figura 7.10** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{23}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos C2,  $q = 0.75$ .



**Figura 7.11** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{23}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos C2,  $q = 1$ .



**Figura 7.12** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{23}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos C2,  $q = 0$ .

### 7.1.2.2.2 Unión de flujos C1

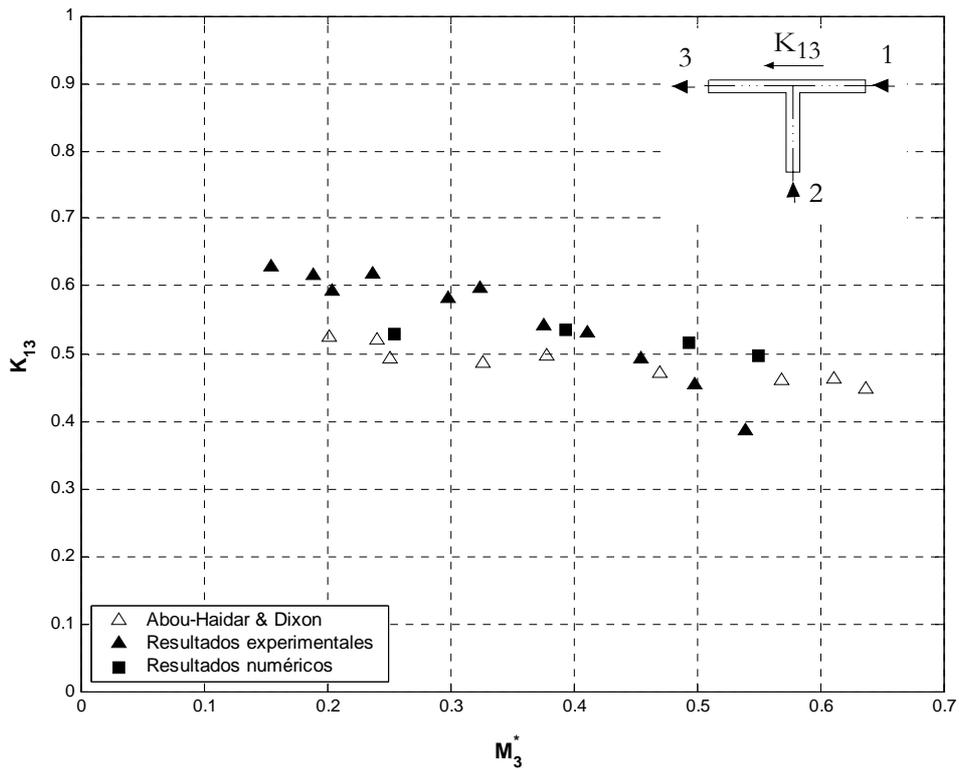
En este apartado se comparan los resultados obtenidos para el caso de unión de flujos C1. Se trata de un flujo asimétrico y, por lo tanto, los coeficientes de pérdidas para cada una de las ramas son diferentes, por ello en este caso se han representado ambos coeficientes para cada una de las relaciones de gasto estudiadas.

En las figuras 7.13 y 7.14 se han representado los coeficientes  $K_{13}$  y  $K_{23}$  para la relación de gastos  $q = 0.5$ . Para ambos coeficientes los resultados numéricos y experimentales coinciden aceptablemente con los datos de referencia aunque la variación con el número de Mach es ligeramente mayor en el caso de los resultados experimentales, disminuyendo el coeficiente al aumentar el número de Mach. Se observa como aunque los flujos en cada rama son totalmente diferentes, el valor de ambos coeficientes y su variación con el número de Mach es similar.

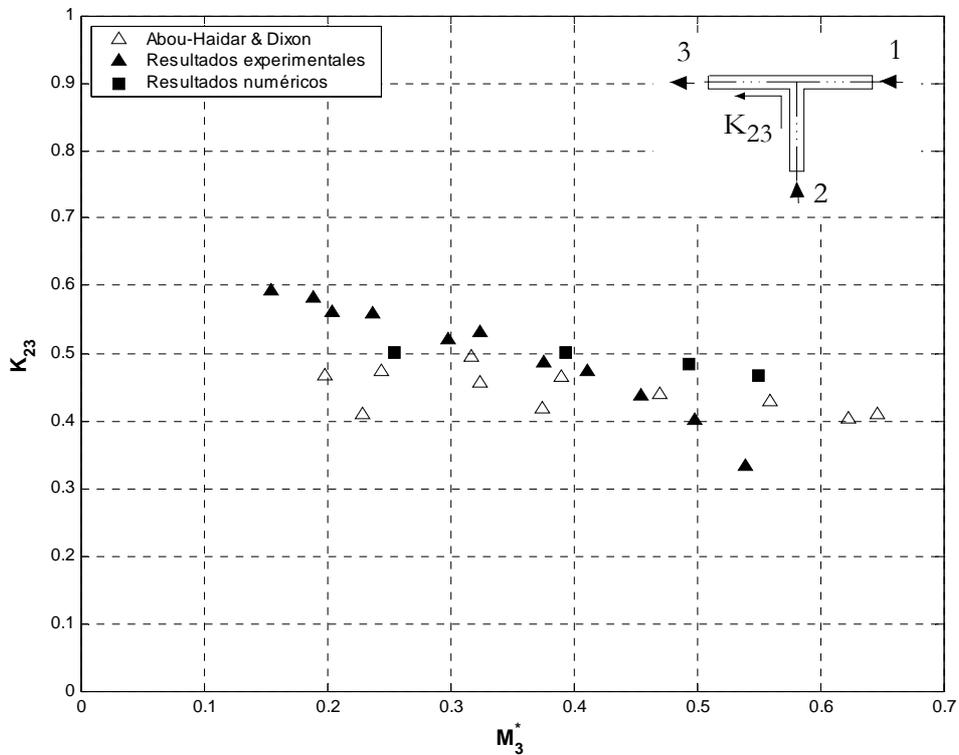
En las figuras 7.15 y 7.16 se han representado ambos coeficientes para la relación de gastos máxicos de  $q = 0.25$ . En general, también se obtiene una buena coincidencia con los datos de referencia. Ahora el coeficiente  $K_{13}$  es algo mayor que el  $K_{23}$  que es prácticamente nulo e independiente del número de Mach. El coeficiente  $K_{13}$  si que disminuye ligeramente al aumentar el número de Mach, aunque este efecto puede ser debido a la propia definición del coeficiente al igual que sucedía para el tipo de flujo C2.

En las figuras 7.17 y 7.18 se comparan los coeficientes para la relación de gastos máxicos  $q = 0.75$ . Las tendencias son similares a las de los casos anteriores para ambos coeficientes y aunque el grado de coincidencia con los datos de Abou-Haidar es aceptable, se observa que el coeficiente de pérdidas  $K_{23}$  es mayor que el  $K_{13}$ .

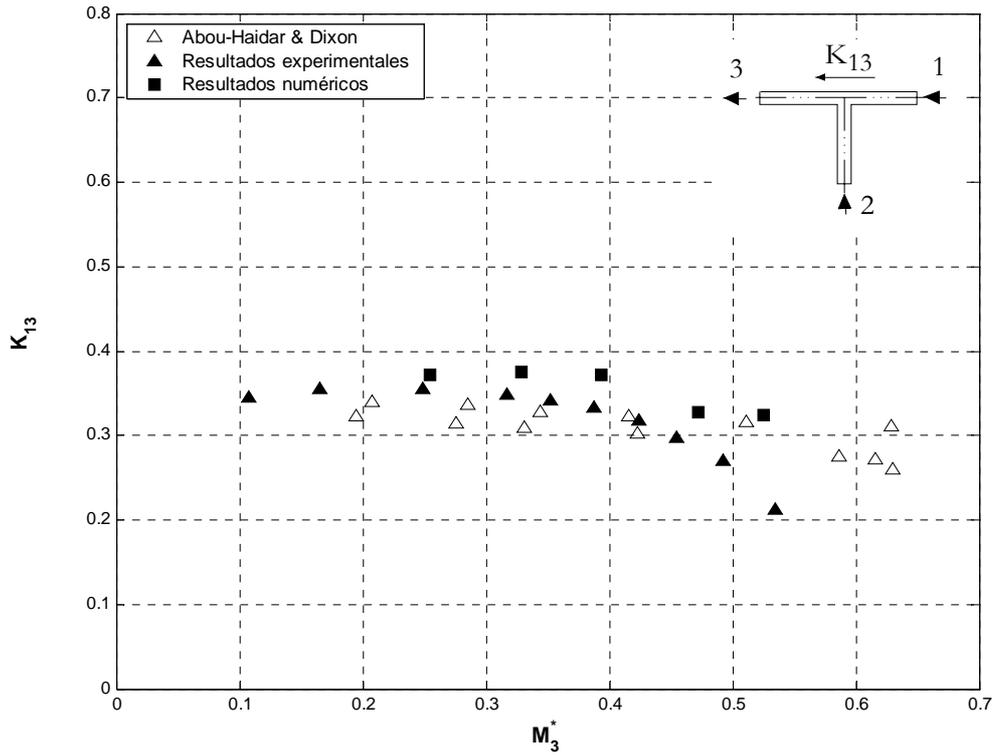
En las figuras 7.19 y 7.20 se comparan los coeficientes para la relación de gastos máxicos  $q = 1$ . El coeficiente  $K_{23}$  calculado numérica y experimentalmente coincide totalmente con el obtenido por Abou-Haidar. Sin embargo, el coeficiente  $K_{13}$  obtenido experimentalmente si coincide con el de Abou-Haidar, mientras que el coeficiente de pérdidas calculado a partir de los resultados numéricos es sobrestimado, especialmente, a bajos números de Mach. Estas discrepancias pueden ser debidas, como se ha comentado en otros casos, a que cuando no hay gasto máxico en una de las ramas el modelo numérico no proporciona resultados exactos para el coeficiente de dicha rama.



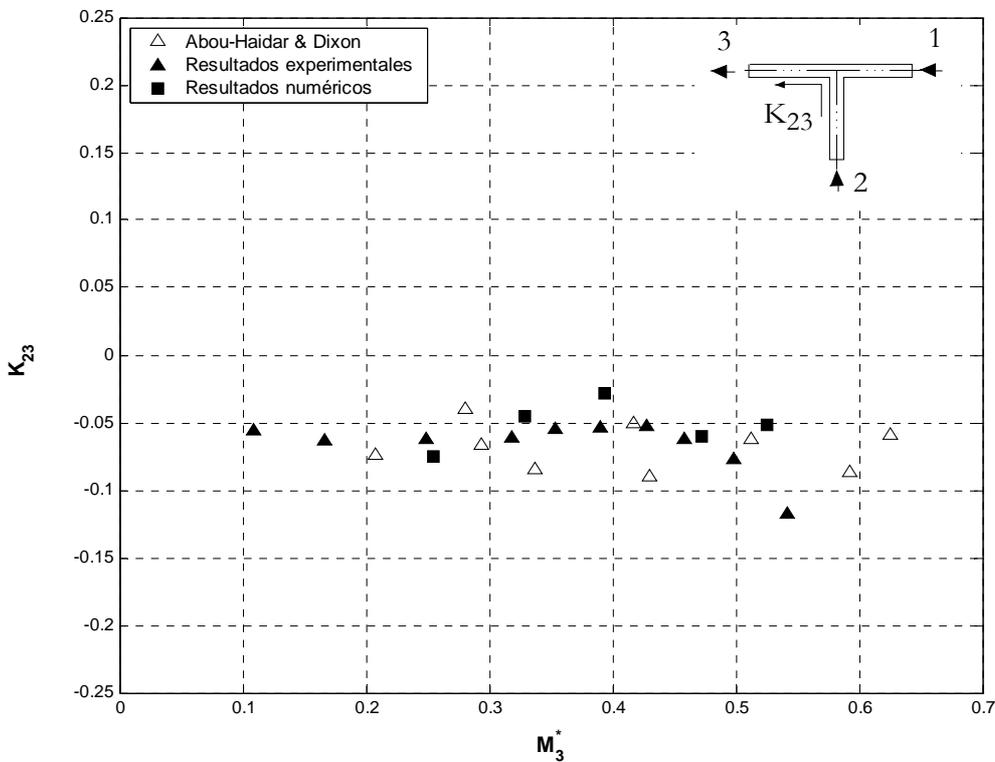
**Figura 7.13** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{13}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos,  $C1$ ,  $q = 0.5$ .



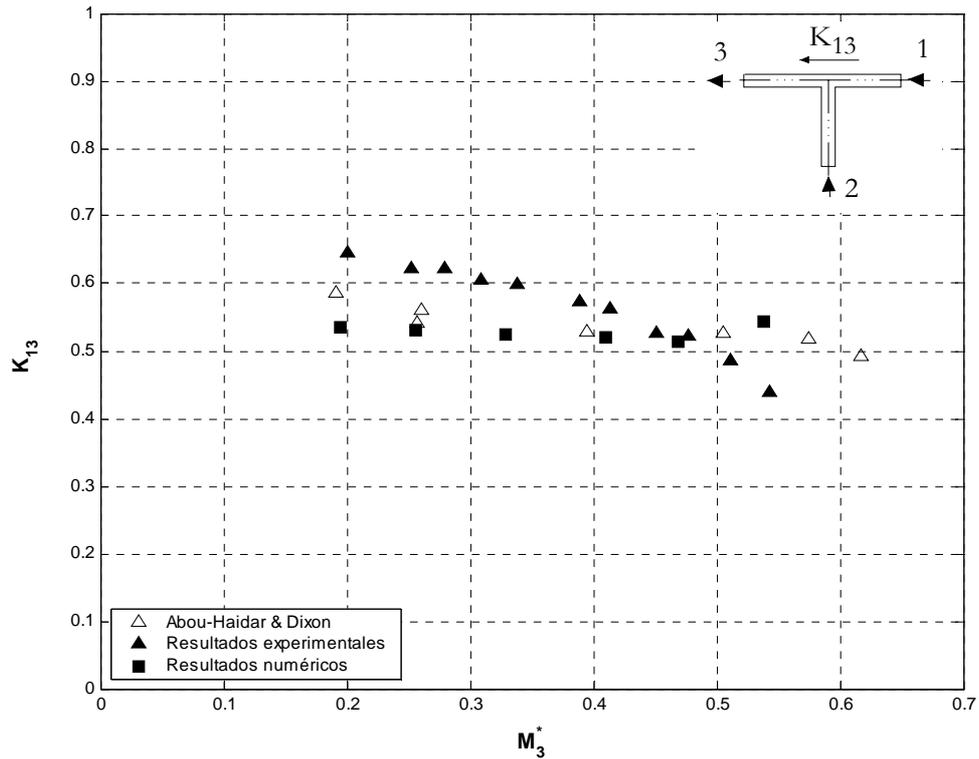
**Figura 7.14** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{23}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos  $C1$ ,  $q = 0.5$ .



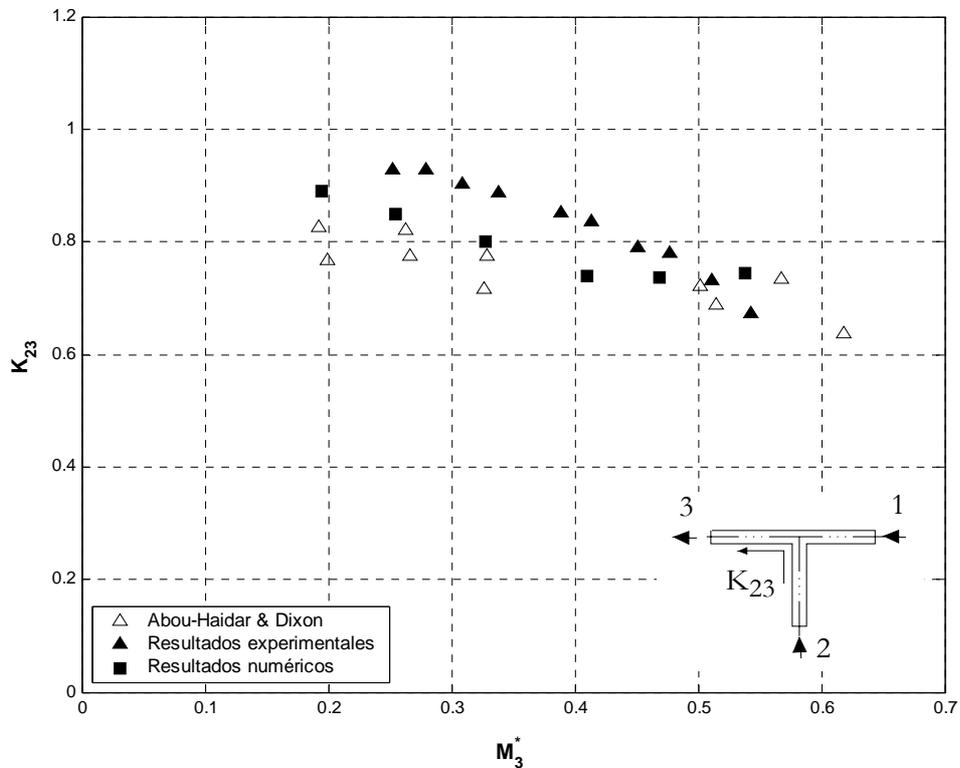
**Figura 7.15** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{13}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos C1,  $q = 0.25$ .



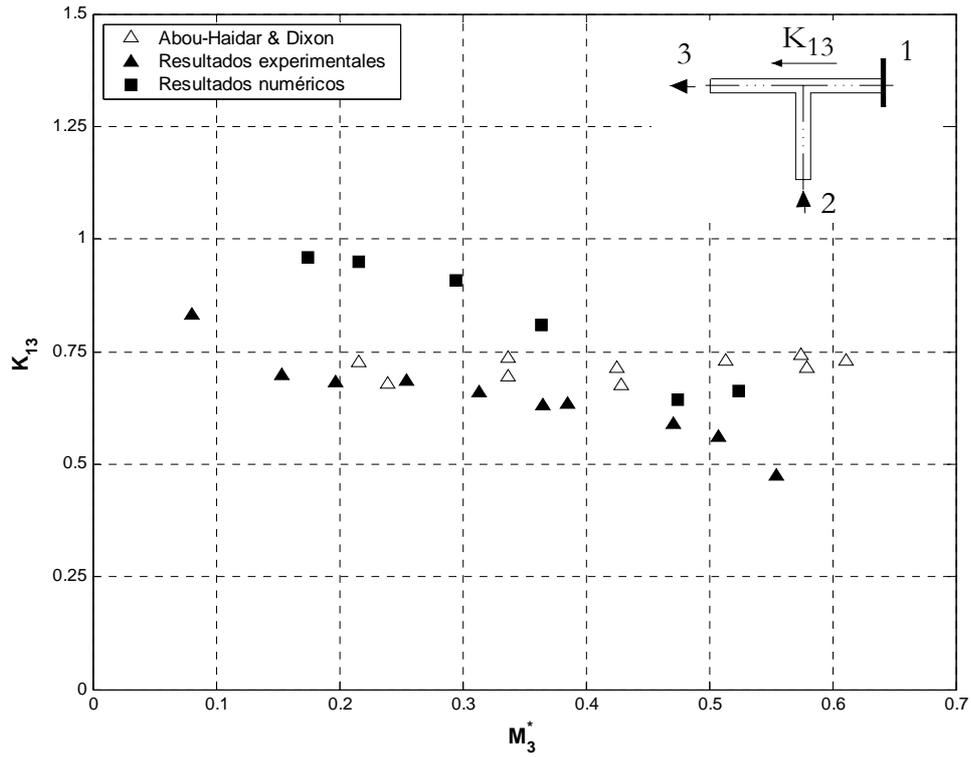
**Figura 7.16** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{23}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos C1,  $q = 0.25$ .



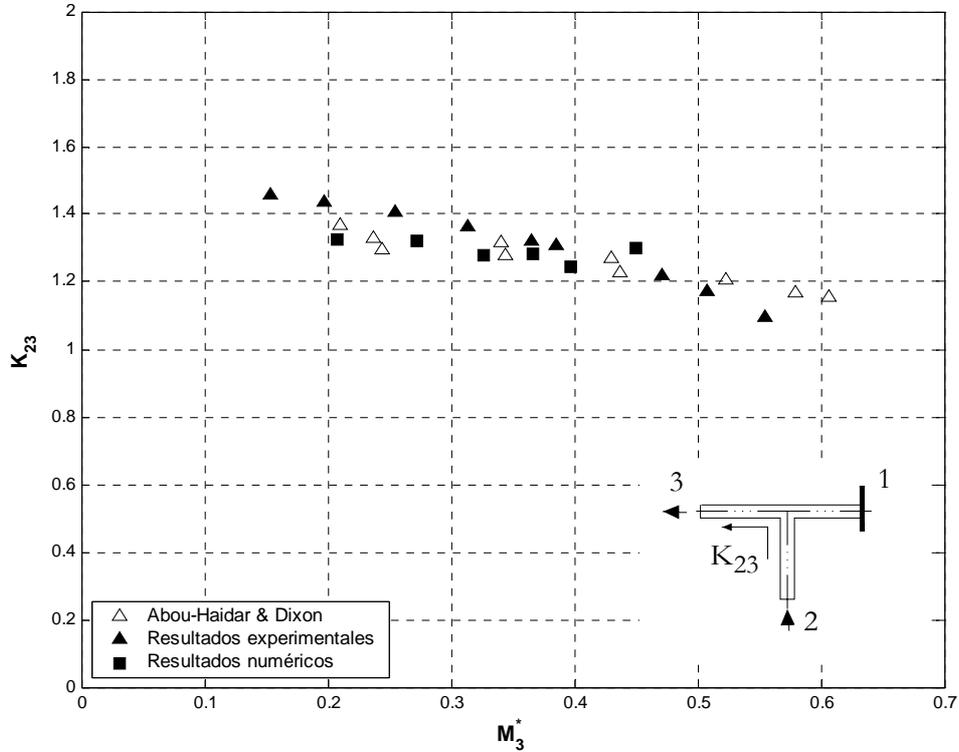
**Figura 7.17** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{13}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos C1,  $q = 0.75$ .



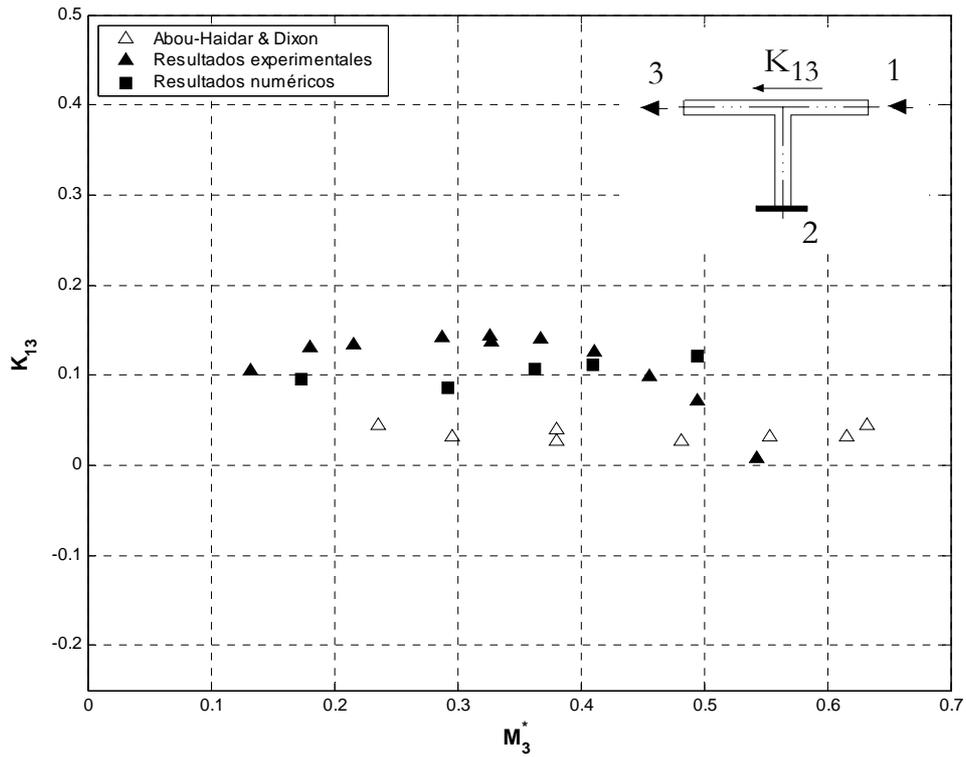
**Figura 7.18** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{23}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos C1,  $q = 0.75$ .



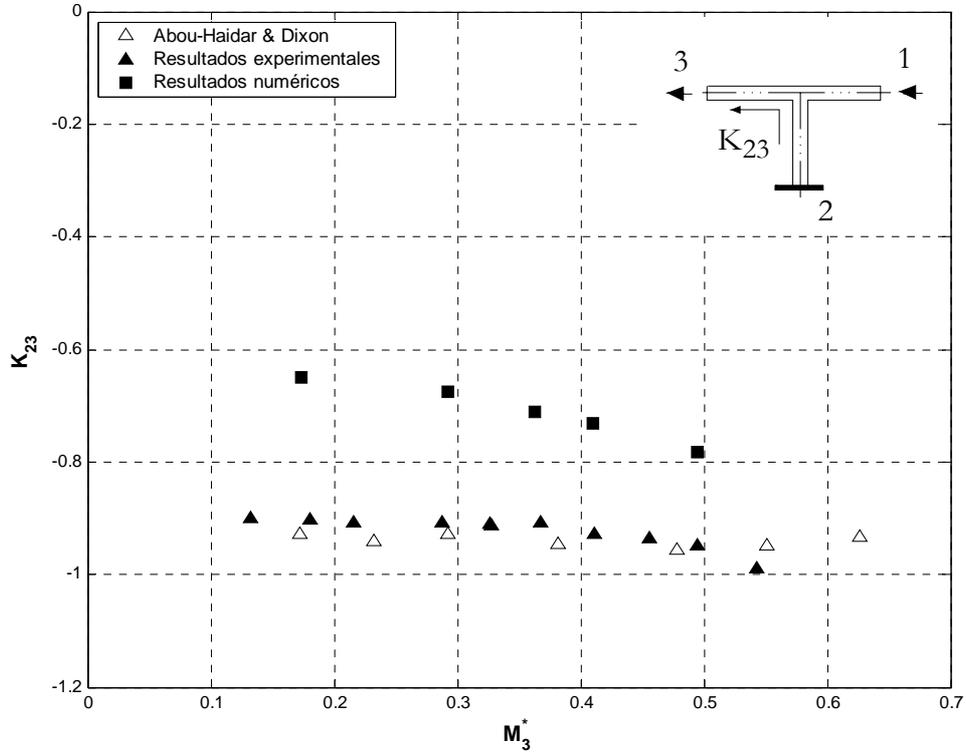
**Figura 7.19** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{13}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos C1,  $q = 1$ .



**Figura 7.20** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{23}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos C1,  $q = 1$ .



**Figura 7.21** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{13}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos C1,  $q = 0$ .



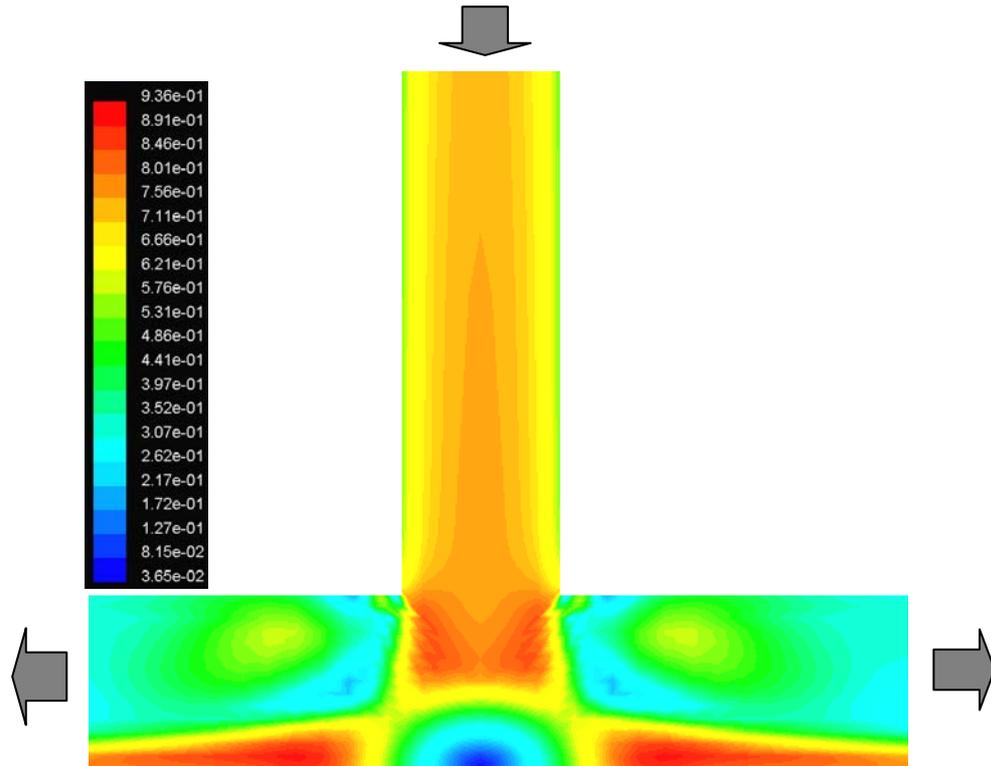
**Figura 7.22** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{23}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos C1,  $q = 0$ .

En las figuras 7.21 y 7.22 se comparan los coeficientes para la relación de gastos másico  $q = 0$ . El coeficiente  $K_{13}$  obtenido a partir de los resultados experimentales y numéricos, coincide muy bien y es ligeramente superior al obtenido por Abou-Haidar, aunque el valor absoluto es prácticamente nulo. El coeficiente  $K_{23}$  es negativo ya que el flujo en la rama principal provoca un efecto de succión en la rama lateral. Los resultados experimentales coinciden muy bien con los datos de referencia, sin embargo, los resultados numéricos difieren sustancialmente, indicando que el modelo numérico pierde exactitud y fiabilidad cuando no existe flujo en alguna de las ramas de la unión.

### 7.1.2.2.3 Bifurcación de flujos D2

En este caso, debido a la simetría del flujo sólo es necesario comparar uno de los coeficientes. En las siguientes figuras se ha comparado el coeficiente de pérdidas  $K_{32}$  para diferentes relaciones de gasto másico entre ramas. En bifurcación de flujos, experimentalmente el número de Mach máximo alcanzable es 0.5 ,aproximadamente, ya que está limitado por un lado, por la longitud de tubo recto necesario aguas abajo de la unión y antes de las secciones de medida para alcanzar flujo desarrollado y, por otro lado, por la necesidad de colocar aguas abajo de la sección de medida un medidor del gasto másico. Numéricamente, el número de Mach máximo que se puede alcanzar es 0.8, aproximadamente, pero para obtener resultados fiables se ha encontrado que la longitud de las ramas debe ser mayor de 50 veces el diámetro ya que al aumentar el gasto simulado y, por lo tanto, el número de Mach, el tipo de flujo desarrollado aguas abajo de la unión requiere una gran distancia para uniformizarse. Si la longitud de las ramas es insuficiente, el coeficiente de fricción no se calcula correctamente y el coeficiente de pérdidas es sobreestimado.

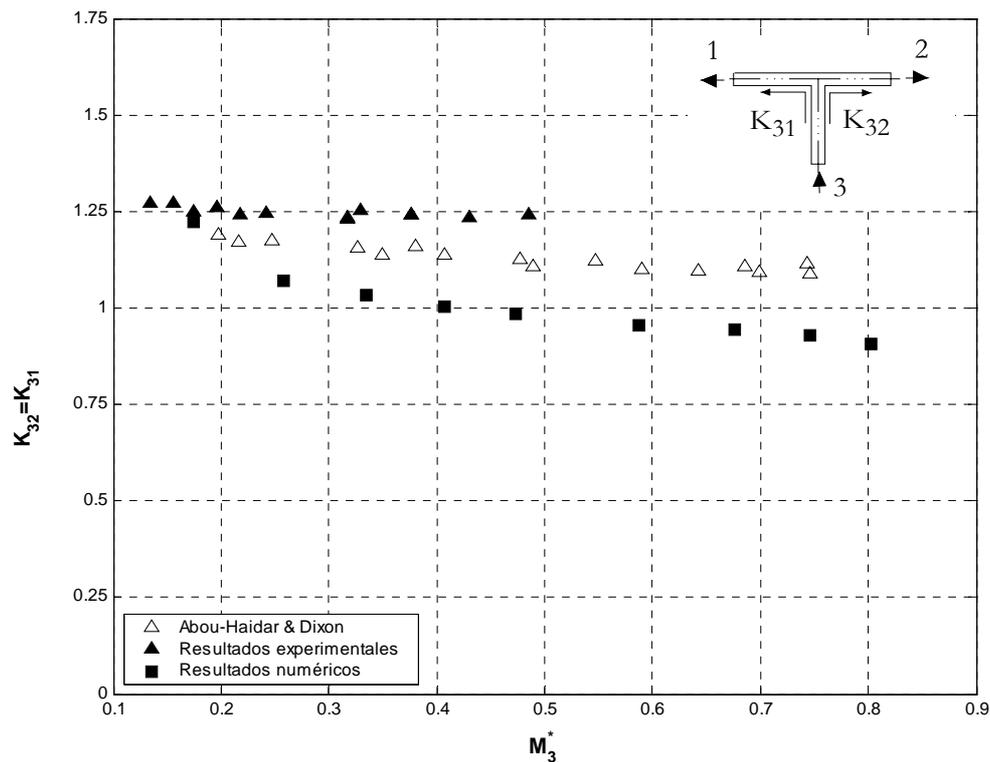
En la figura 7.23 se muestran los isocontornos de número de Mach en el plano de simetría para un caso de bifurcación de flujos. Como se observa, el número de Mach en la rama común (rama lateral), que en este caso es la rama de entrada, es 0.8, aproximadamente. Al descargar sobre el cilindro que constituye la rama principal se forma una gran zona de remanso en la pared frontal, expansionándose hacia cada una de las ramas de salida y formando un flujo de elevada vorticidad que requiere una gran distancia para uniformizarse.



**Figura 7.23** Isocontornos de número de Mach en el plano de simetría.  
 $G_3 = 0.16 \text{ kg/s}$ ,  $p_{\text{salida}} = 400 \text{ kPa}$ . Bifurcación de flujos D2,  $q = 0.5$ .

En la figura 7.24 se comparan los resultados obtenidos para la relación de gastos másicos  $q = 0.5$ . Se observa como el coeficiente de pérdidas sigue la misma tendencia en todos los casos, sin embargo, los resultados numéricos predicen un coeficiente ligeramente inferior al de los resultados experimentales y de Abou-Haidar que, aproximadamente, sí que son coincidentes. En este tipo de flujo es fácil que debido a cualquier asimetría, radio de redondeo o error al establecer la relación de gastos másicos en los ensayos experimentales, se puedan producir resultados poco fiables. En las simulaciones numéricas estos errores no se producen ya que la geometría se puede definir mediante un plano de simetría y la relación de gastos se fija de forma exacta mediante las condiciones de contorno. Además, la longitud requerida aguas abajo para determinar con precisión el coeficiente de fricción es demasiado grande y experimentalmente es difícil de conseguir.

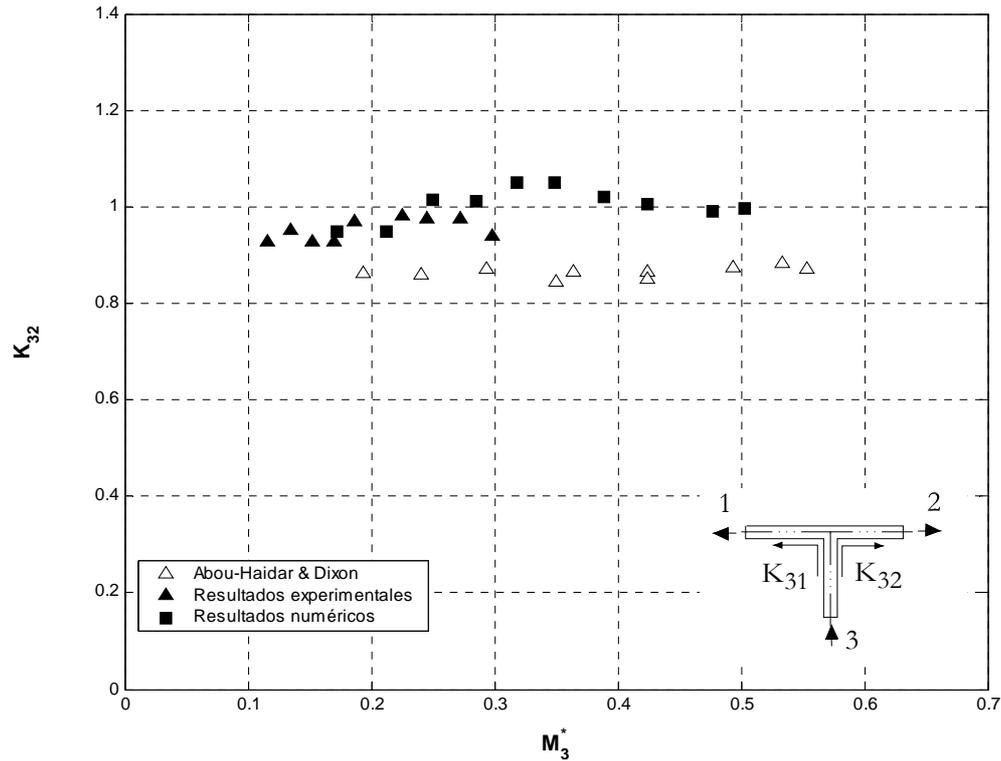
En las figuras 7.25 y 7.26 se representan los coeficientes de pérdidas para las relaciones de gastos másicos de  $q = 0.25$  y  $q = 0.75$ . En ambos casos los resultados experimentales y numéricos coinciden plenamente, coincidiendo también con los de Abou-Haidar para  $q = 0.75$ , mientras que para  $q = 0.25$  el coeficiente de pérdidas de Abou-Haidar es ligeramente inferior.



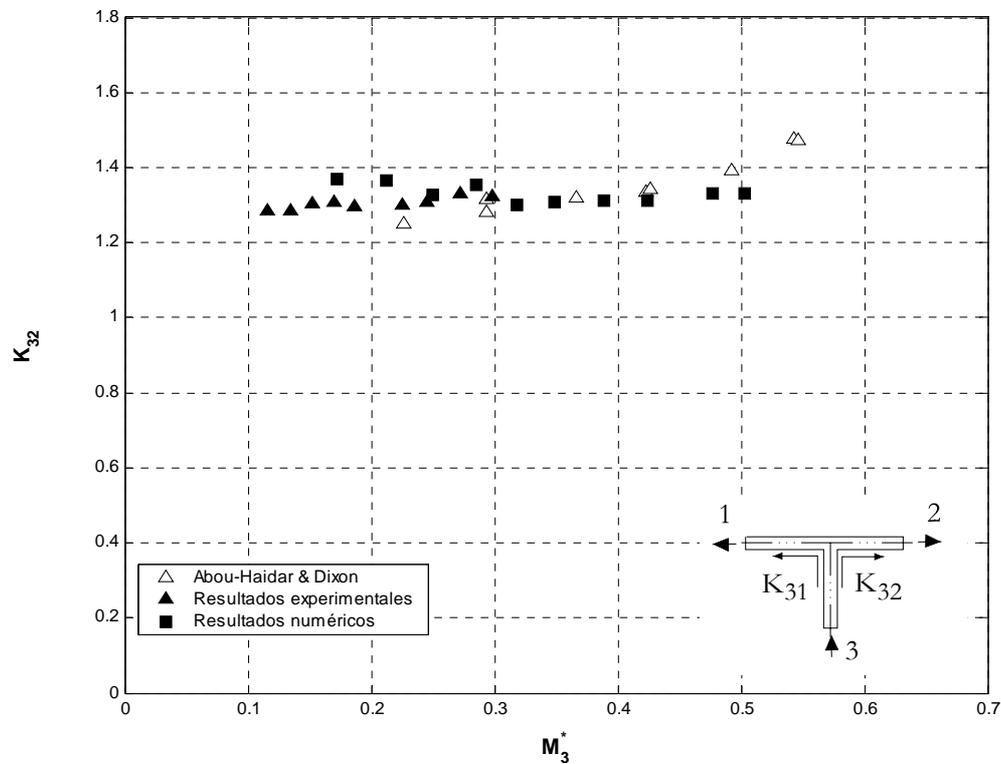
**Figura 7.24** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{32} = K_{31}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D2,  $q = 0.5$ .

En la figura 7.27 se comparan resultados para  $q = 1$  coincidiendo perfectamente los resultados experimentales con los datos de referencia, mientras que los resultados numéricos proporcionan un coeficiente de pérdidas ligeramente inferior pero con la misma tendencia que los resultados experimentales hasta  $M_3^* = 0.4$ . Sin embargo, el incremento final en el coeficiente de pérdidas obtenido por Abou-Haidar y Dixon, al aumentar el Mach no se produce en los resultados numéricos. Este incremento puede deberse a errores en el cálculo del coeficiente de fricción.

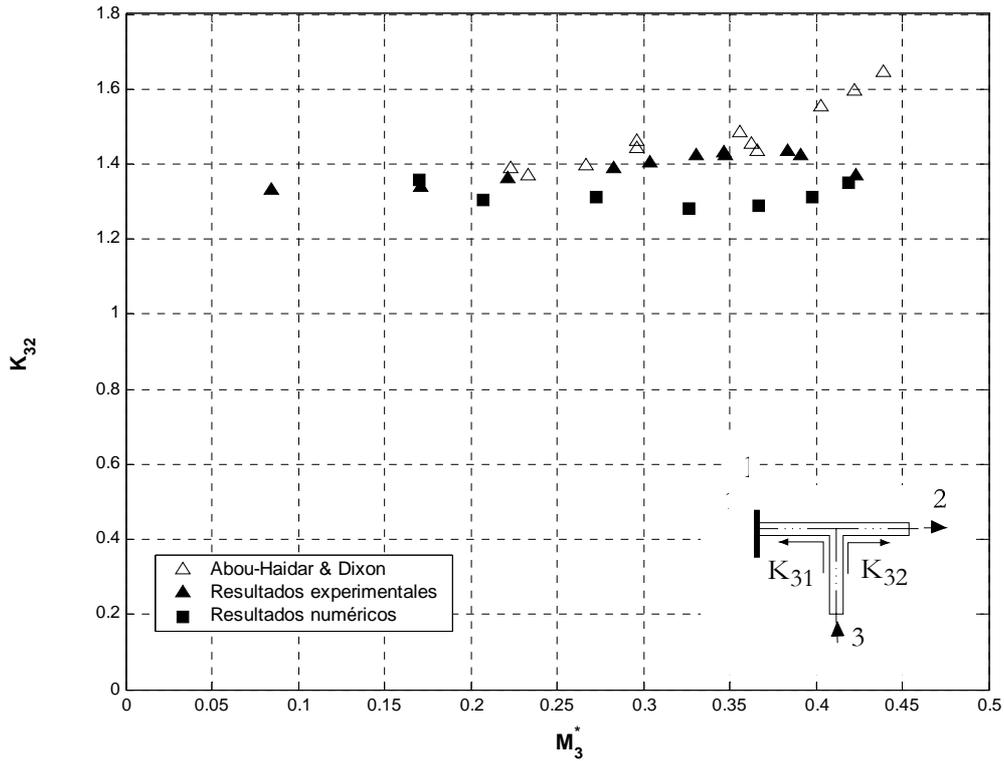
En la figura 7.28 se comparan los resultados para  $q = 0$ . A bajos números de Mach los resultados experimentales y de Abou-Haidar coinciden, aproximadamente, sin embargo al aumentar el número de Mach las tendencias son contrarias. Por otro lado, los resultados numéricos presentan una tendencia similar a los resultados experimentales y sólo tienden a coincidir a altos números de Mach. Estas discrepancias comunes en otros casos en los que en la rama involucrada no hay flujo, se vuelven a poner de manifiesto nuevamente corroborándose la ineficiencia del modelo numérico en estas relaciones de gasto extremas.



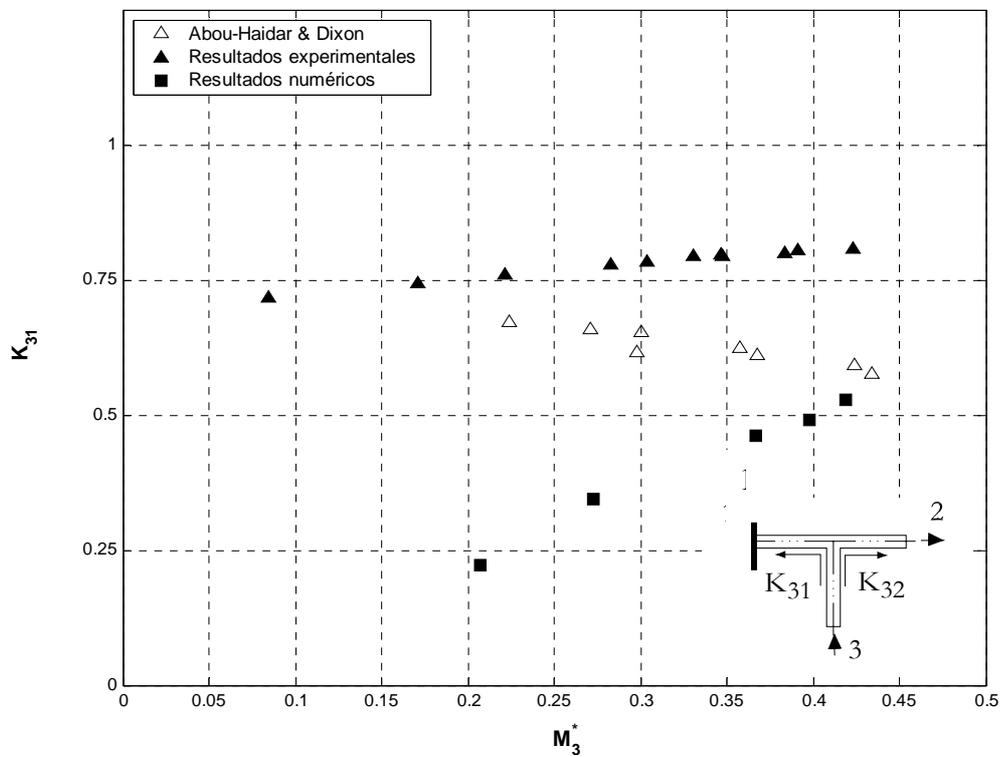
**Figura 7.25** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{32}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D2,  $q = 0.25$ .



**Figura 7.26** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{32}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D2,  $q = 0.75$ .



**Figura 7.27** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{32}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D2,  $q = 1$ .



**Figura 7.28** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{32}$ , ( $K_{31}$  para  $q = 1$ ). Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D2,  $q = 0$ .

#### 7.1.2.2.4 Bifurcación de flujos D1

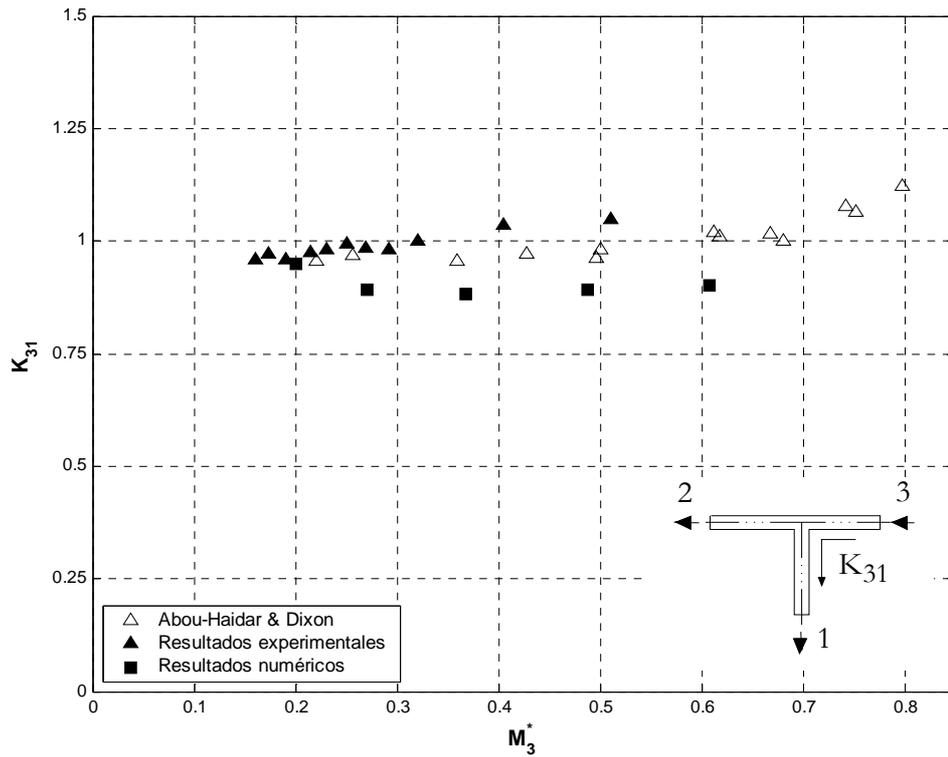
En este apartado se comparan los resultados obtenidos para el caso de bifurcación de flujos D1. En las figuras 7.29 y 7.30 se representan los coeficientes  $K_{31}$  y  $K_{32}$  para la relación  $q = 0.5$ . Se observa, en primer lugar, que el rango de números de Mach alcanzado en los ensayos experimentales es  $M_3^* = 0.5$ , aproximadamente, debido a los requerimientos de longitud de tramo recto y a la necesidad de instalar un medidor de gasto másico aguas abajo de la unión al igual que sucede en el caso D2.

El intervalo de números de Mach en las simulaciones numéricas se puede ampliar hasta los valores de los datos de referencia. Ambos coeficientes presentan una ligera tendencia a aumentar con el número de Mach, siendo  $K_{31}$  del orden de la unidad mientras que  $K_{32}$  es prácticamente nulo. En el primer caso, el nivel de coincidencia entre resultados experimentales y datos de referencia es muy bueno, siendo el coeficiente obtenido numéricamente ligeramente inferior. Para el coeficiente  $K_{32}$ , los resultados numéricos son intermedios entre los experimentales y los de referencia. Estas diferencias pueden ser debidas a que la diferencia de presiones medida es debida prácticamente en su totalidad a la fricción y, como ya se ha comentado, el procedimiento para descontar éstas es diferente con respecto al de Abou-Haidar y Dixon.

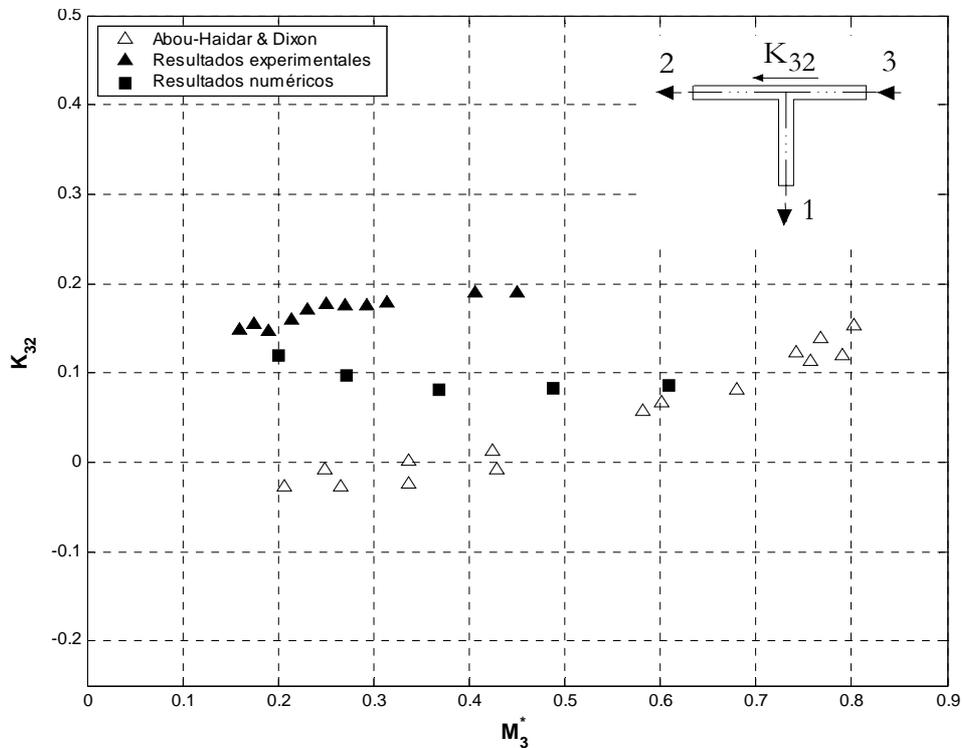
Comentarios similares pueden realizarse para las figuras 7.31 y 7.32 en las que se comparan los resultados para la relación  $q = 0.25$ . El coeficiente  $K_{31}$  es del orden de la unidad, aumenta ligeramente con el número de Mach y hay muy buena coincidencia entre resultados experimentales, numéricos y datos de referencia. Para el coeficiente  $K_{32}$  los resultados experimentales y numéricos coinciden muy bien y dan lugar a un coeficiente de pérdidas ligeramente mayor al de Abou-Haidar y Dixon.

En las figuras 7.33 y 7.34 se han representado los coeficientes de pérdidas para la relación  $q = 0.75$ . Para  $K_{31}$  el grado de coincidencia es muy bueno, si bien, los datos de Abou-Haidar y Dixon muestran que el coeficiente aumenta con el número de Mach mientras que para los resultados numéricos el coeficiente se mantiene constante. Este hecho se observa también en otras relaciones de gasto y puede ser debido a errores en el cálculo del coeficiente de fricción provocados por la proximidad de las secciones de medida a la unión. Para  $K_{32}$  los resultados numéricos y experimentales también coinciden pero son ligeramente superiores a los datos de Abou-Haidar y Dixon.

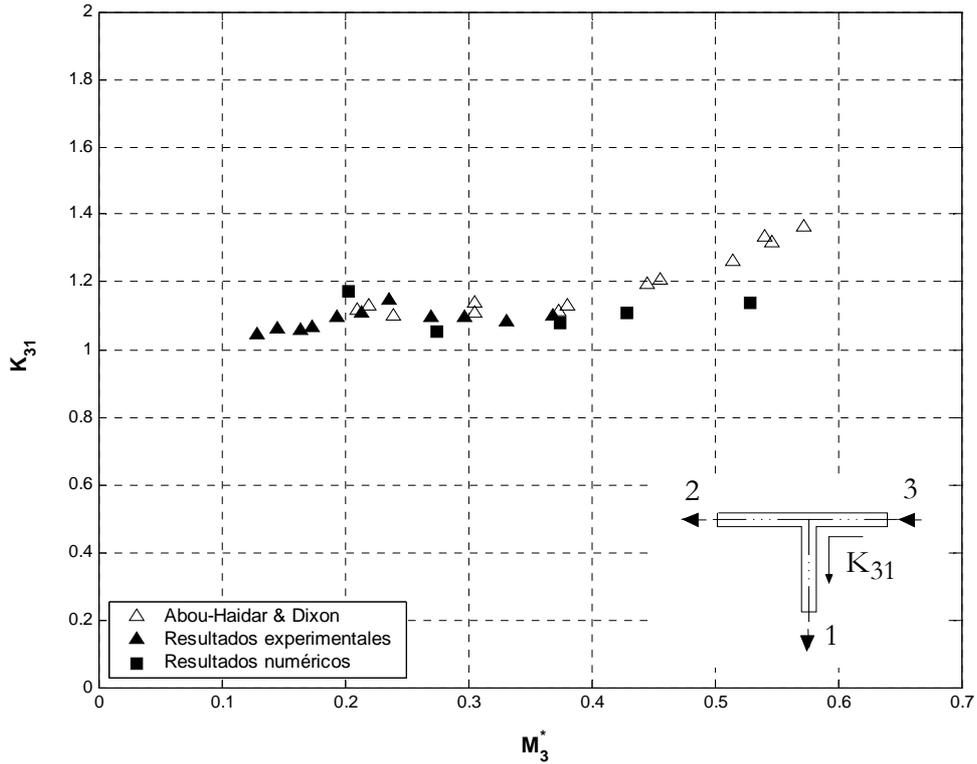
Los coeficientes para las relaciones de gastos másicos  $q = 1$  y  $q = 0$  se han representado en las figuras 7.35, 7.36, 7.37 y 7.38. En general, se observa que para los coeficientes con una rama sin flujo los resultados numéricos difieren en algunos casos tanto con los resultados experimentales como de los datos de referencia que, coinciden aceptablemente entre sí. Estas discrepancias de los resultados numéricos, sobre todo a bajos números de Mach, ponen de manifiesto que el modelo numérico puede presentar errores y que modelos más avanzados podrían dar resultados más exactos.



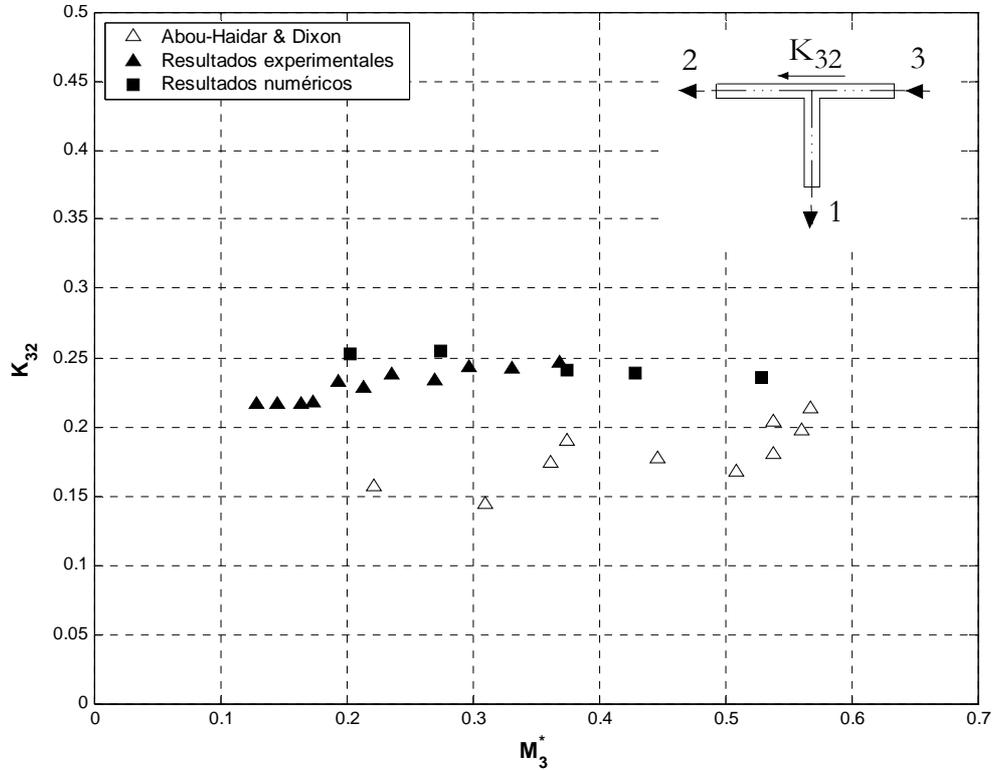
**Figura 7.29** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{31}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D1,  $q = 0.5$ .



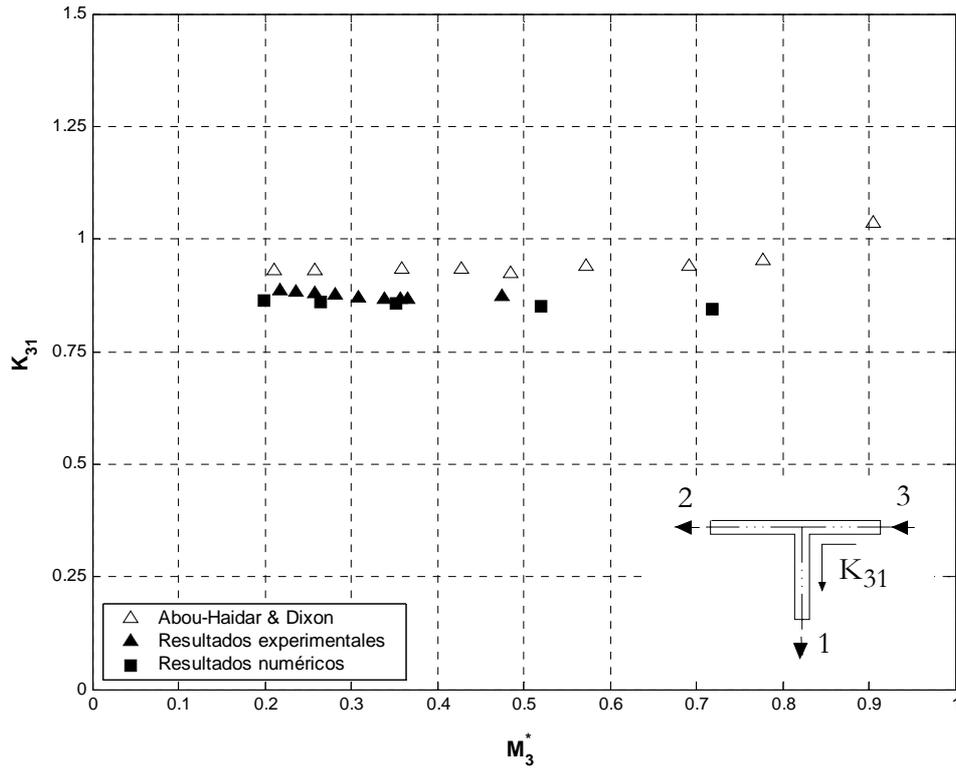
**Figura 7.30** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{32}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D1,  $q = 0.5$ .



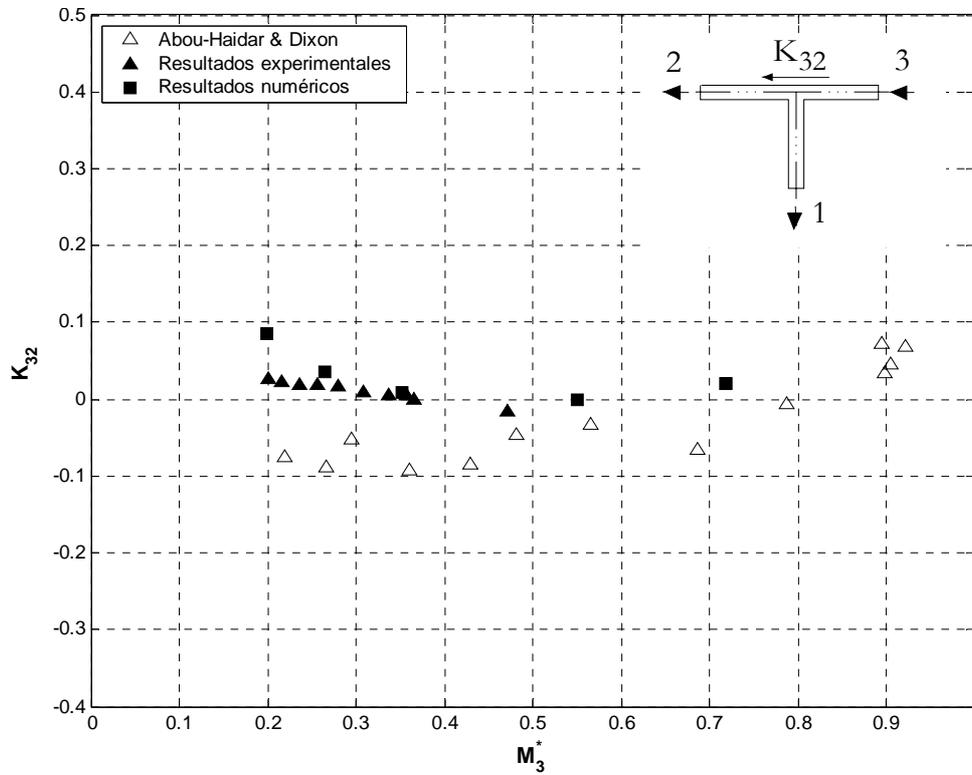
**Figura 7.31** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{31}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D1,  $q = 0.25$ .



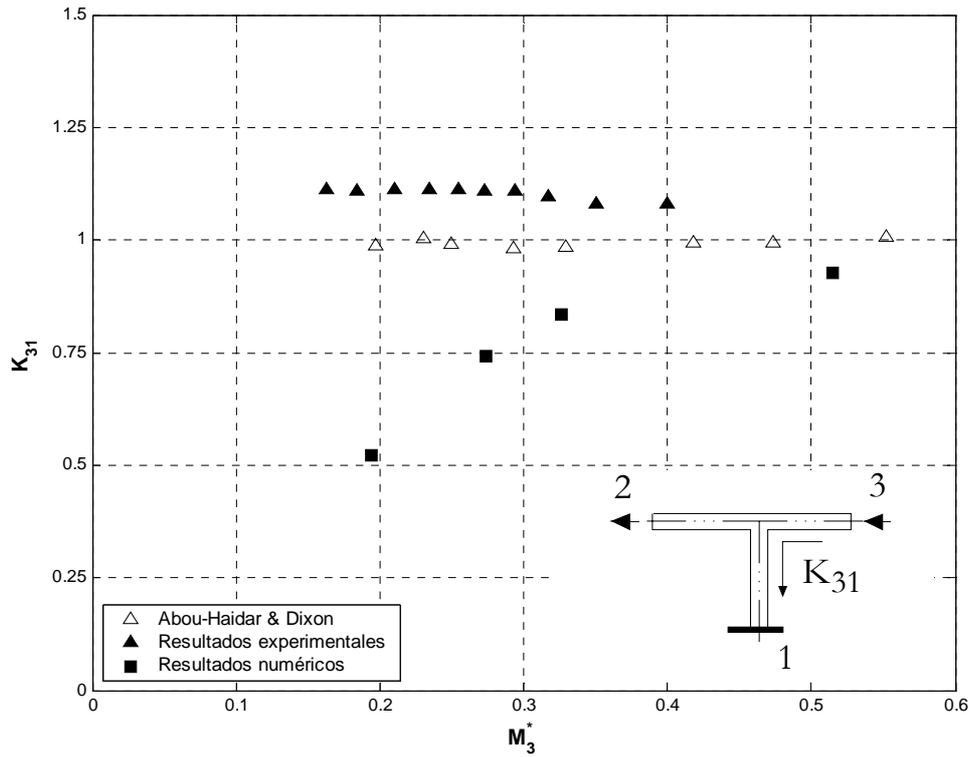
**Figura 7.32** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{32}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D1,  $q = 0.25$ .



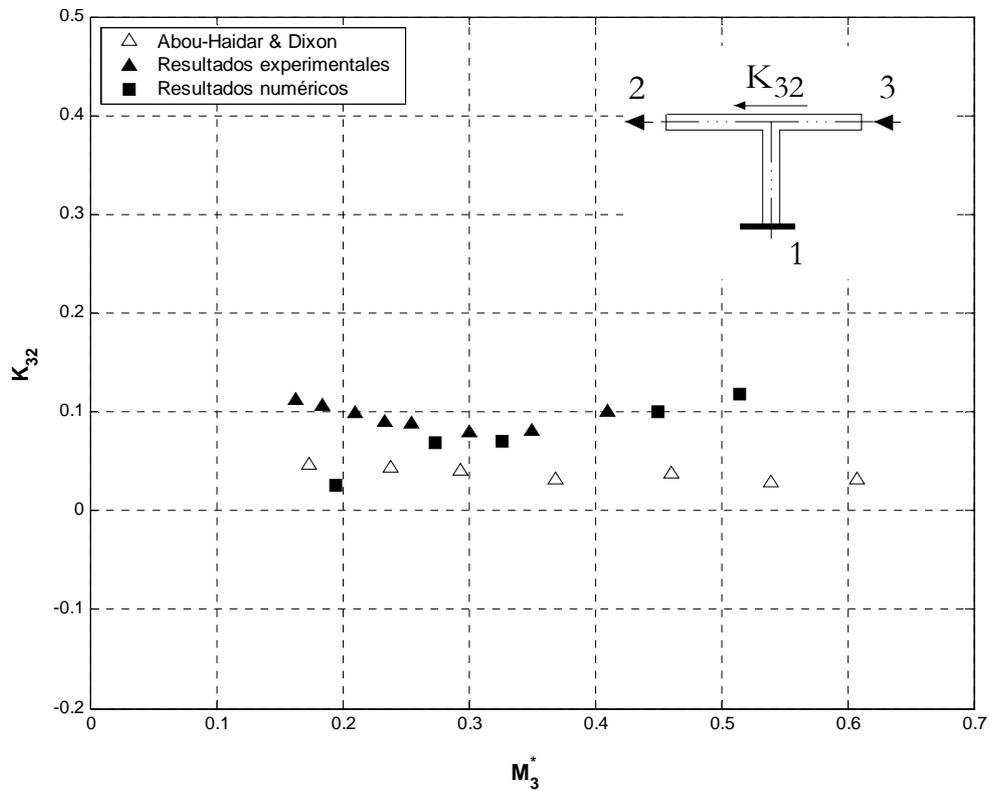
**Figura 7.33** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{31}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D1,  $q = 0.75$ .



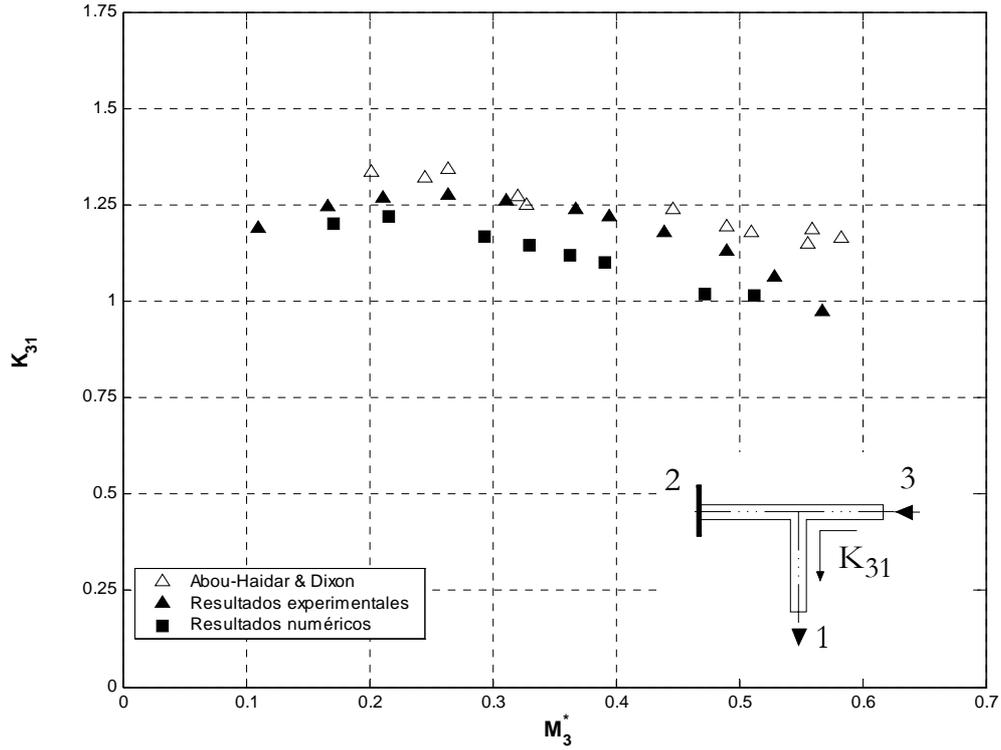
**Figura 7.34** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{32}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D1,  $q = 0.75$ .



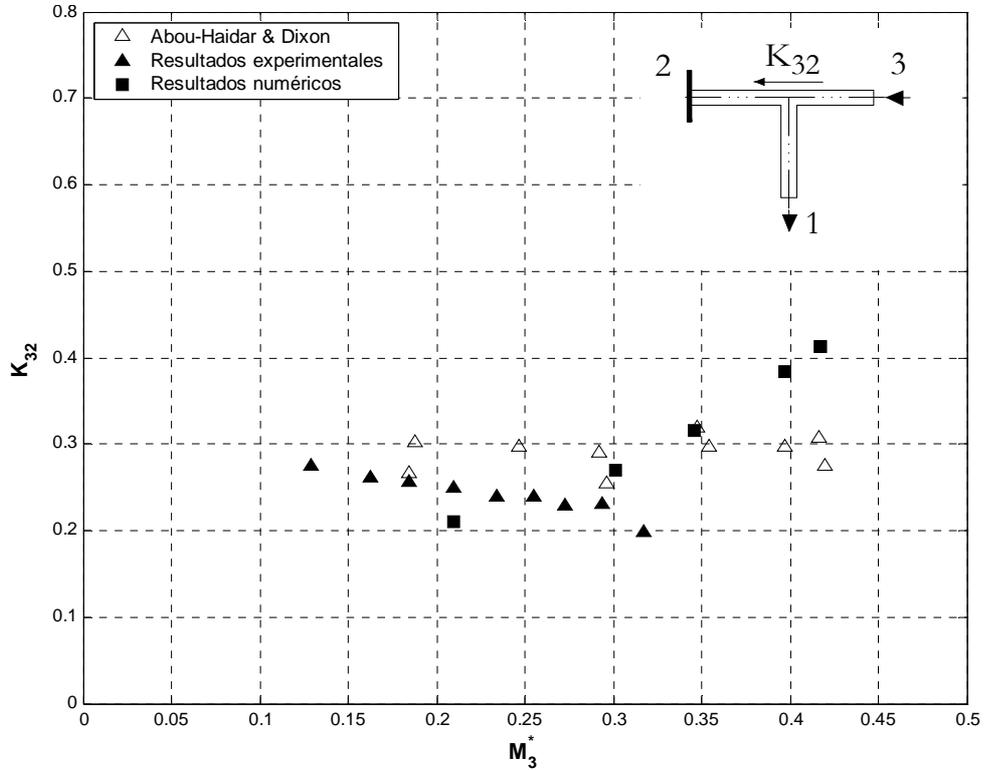
**Figura 7.35** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{31}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D1,  $q = 1$ .



**Figura 7.36** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{32}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D1,  $q = 1$ .



**Figura 7.37** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{31}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D1,  $q = 0$ .



**Figura 7.38** Coeficiente de pérdidas para flujo compresible  $K_{32}$ . Comparación entre los datos de referencia (de Abou-Haidar y Dixon), y los resultados experimentales y numéricos. Unión de flujos D1,  $q = 0$ .

### 7.1.3 Correlaciones parciales para el nuevo coeficiente

Se ha observado en el apartado 7.1.2 que el coeficiente de pérdidas propuesto por Miller, para flujo compresible, presenta unas correlaciones muy "irregulares". Dichas irregularidades se manifiestan tanto en los datos publicados por Abou-Haidar y Dixon como en los resultados obtenidos numérica y experimentalmente en esta Tesis, a pesar de haber utilizado diferentes metodologías para tener en cuenta los efectos de la fricción. El origen, según se demostró en el capítulo 6, está en la propia definición del coeficiente de Miller que introduce una gran incertidumbre en el cálculo de dicho coeficiente debido a la amplificación de errores. Por otro lado, los resultados obtenidos para esta definición del coeficiente de pérdidas no siguen un "patrón matemático", es decir, no se ajustan a ninguna expresión analítica o matemática. Esto representa un gran inconveniente y, por ello, se ha buscado una nueva definición del coeficiente. Si no se dispone de correlaciones basadas en expresiones matemáticas sencillas es necesario realizar una gran cantidad de ensayos numéricos o experimentales para obtener una base de datos "discreta" lo más completa posible, y poder introducirla como condición de contorno en códigos 1D de simulación global. Dicha base de datos, al ser discreta, es necesario acompañarla de complejas subrutinas de interpolación que garanticen resultados fiables, con el inconveniente no sólo de la complejidad en su implementación sino también del coste computacional.

Se ha observado que cuando los resultados obtenidos para la nueva definición de coeficiente se representan en función del número de Mach extrapolado hasta la unión en la rama común en doble escala logarítmica, para una relación de gastos máxicos entre ramas "q" constante, es decir,  $\hat{K}_j = \hat{K}_j(q = \text{Cte}, M_3^*)$ , los datos quedan perfectamente alineados. Para todos los casos estudiados en este trabajo la recta de regresión obtenida por mínimos cuadrados ha presentado un coeficiente de correlación  $r^2 \geq 0.999$ . Este hecho supone dos ventajas muy importantes respecto a la definición de Miller. La primera es que al ajustar los datos muy bien a una recta, sólo sería necesario realizar dos ensayos para cada "q". La segunda es que los datos del nuevo coeficiente se pueden incorporar en códigos 1D con la ecuación de la recta y no con una base de datos "discreta". Es decir, se dispondría de una base de datos "continua". Como se verá más adelante, dicha recta se transforma en una función potencial en escala lineal.

Se ha observado también que el nuevo coeficiente propuesto es poco sensible a la relación de gastos máxicos "q" como sucede en algunos casos con el coeficiente de Miller. Esto provoca que las rectas, para diferentes "q" queden muy juntas. Para "separarlas" es mejor representar  $(1+q)\hat{K}$  como función de  $M_3^*$ , evitando a la vez la singularidad para  $q = 0$ . La ecuación de la recta tiene la forma

$$\log((1+q)\hat{K}_j) = m \log M_3^* + n = \log(\beta M_3^{*m}), \quad (7.1)$$

siendo  $n = \log \beta$  y, por lo tanto, igualando argumentos

$$(1+q)\hat{K}_j = \beta(M_3^*)^m, \quad (7.2)$$

quedando, como ya se ha comentado, que el nuevo coeficiente sigue una ley potencial (7.3) para un "q" constante

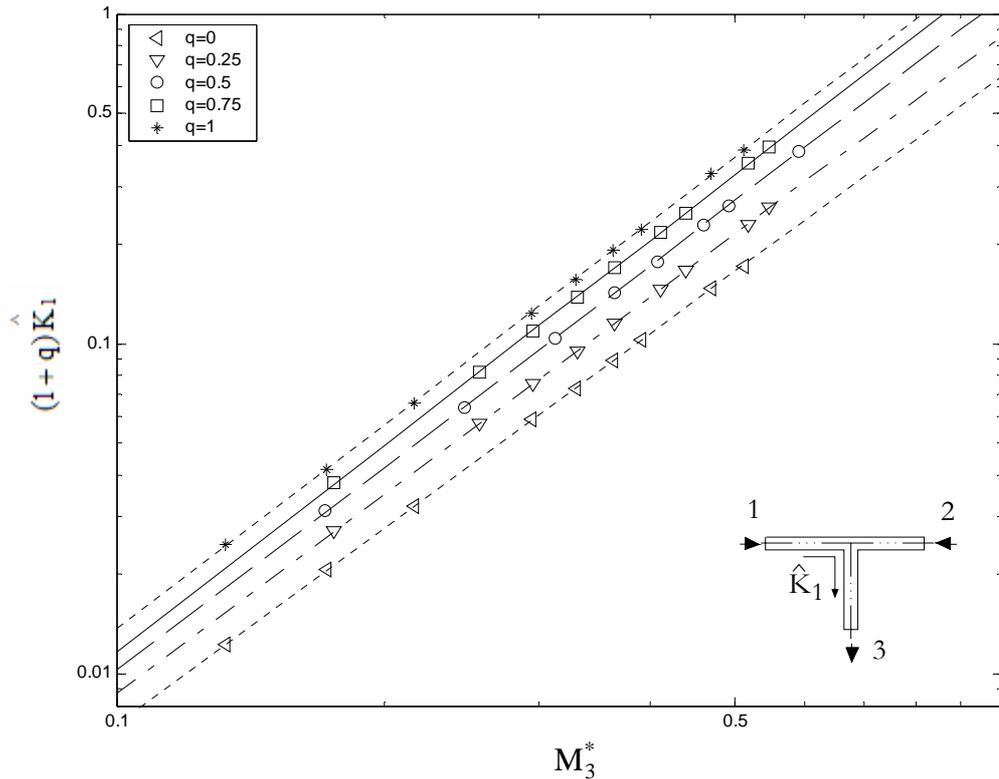
$$\hat{K}_j = \frac{\frac{p_{03}^*}{p_3^*} - 1}{\frac{p_{0j}^*}{p_j^*}} = \frac{f(M_3^*) - 1}{f(M_j^*)} = \frac{\beta}{1+q} (M_3^*)^m = \hat{K}_j(q = \text{Cte}, M_3^*). \quad (7.3)$$

Conocidos los coeficientes de la correlación para un determinado tipo de flujo, la relación de gastos másicos y el número de Mach en una de las ramas se puede obtener el número de Mach en la otra rama y a partir de éste el resto de magnitudes fluidas.

### 7.1.3.1 Unión de flujos C2

En las figuras 7.39 y 7.40 se han representado los valores del nuevo coeficiente obtenidos partiendo de los resultados numéricos, en el caso de unión de flujos C2. Como puede observarse, se obtiene una excelente correlación de tipo lineal con el número de Mach extrapolado en la rama común cuando se utilizan ejes doblemente logarítmicos. La pendiente de cada una de las rectas pone de manifiesto la mayor sensibilidad de esta nueva definición de coeficiente con el número de Mach.

En la figura 7.39 se ha representado el coeficiente  $\hat{K}_1$  obtenido a partir de los resultados numéricos y las rectas de regresión que correlacionan dichos datos para cada relación de gastos másicos. En la tabla 7.1 se muestran estas correlaciones.



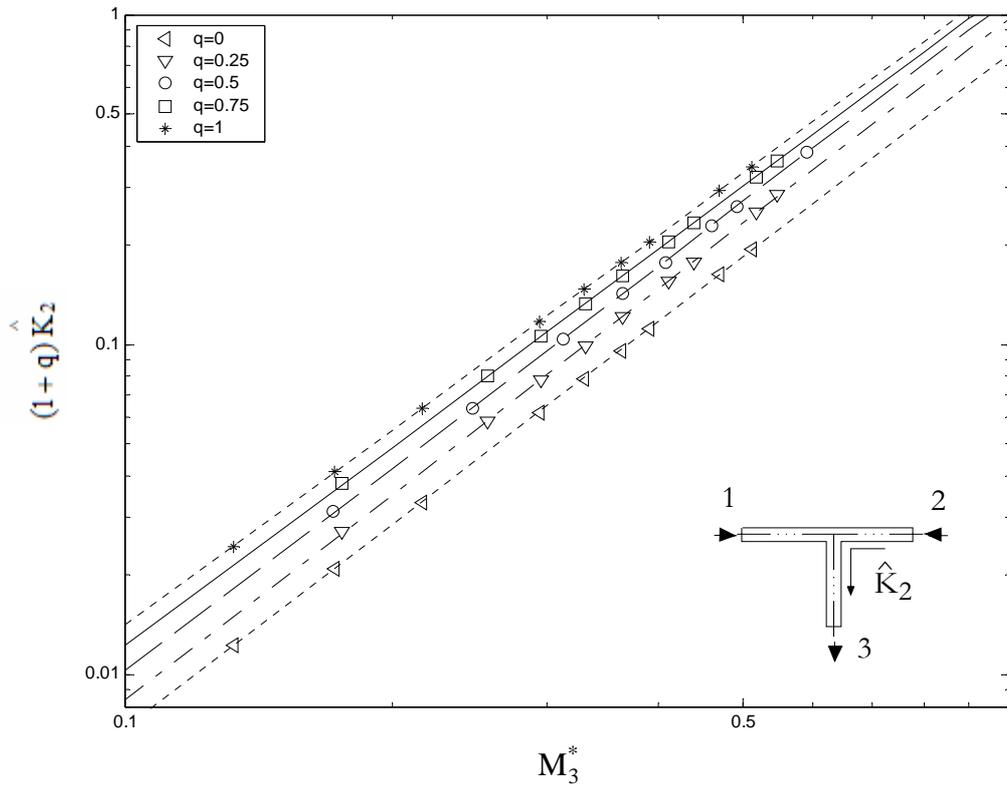
**Figura 7.39** Coeficiente  $\hat{K}_1$  para diferentes valores de la relación de gastos másicos entre ramas en función del número de Mach extrapolado en la rama común. Unión de flujos C2.

Relación de gastos másicos	Correlación numérica	Coefficiente de correlación
$q = 0$	$(1+q)\hat{K}_1 = 0.6457M_3^{*1.9657}$	$r^2 = 1$
$q = 0.25$	$(1+q)\hat{K}_1 = 0.8568M_3^{*1.99}$	$r^2 = 1$
$q = 0.5$	$(1+q)\hat{K}_1 = 1.1126M_3^{*2.0361}$	$r^2 = 0.9999$
$q = 0.75$	$(1+q)\hat{K}_1 = 1.3676M_3^{*2.0685}$	$r^2 = 0.9999$
$q = 1$	$(1+q)\hat{K}_1 = 1.5212M_3^{*2.0442}$	$r^2 = 0.9999$

**Tabla 7.1** Correlaciones parciales obtenidas a partir de los resultados numéricos para el

coeficiente  $\hat{K}_1$ . Unión de flujos C2.

En la figura 7.40 se ha representado el coeficiente  $\hat{K}_2$ , obtenido a partir de los resultados numéricos, y en la tabla 7.2 se muestran las correlaciones obtenidas para cada relación de gastos másicos representadas también en la misma figura.



**Figura 7.40** Coeficiente  $\hat{K}_2$  para diferentes valores de la relación de gastos másicos entre ramas en función del número de Mach extrapolado en la rama común. Unión de flujos C2 .

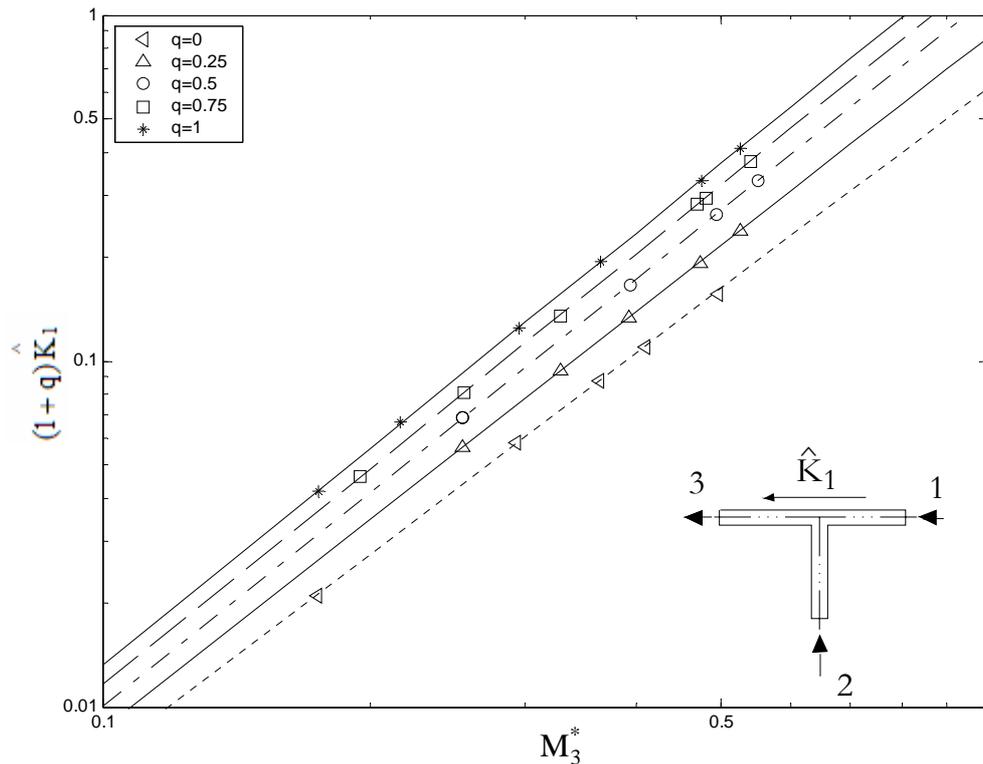
Relación de gastos másicos	Correlación numérica	Coefficiente de correlación
$q = 0$	$(1 + q) \hat{K}_2 = 0.7606M_3^{*2.0442}$	$r^2 = 0.9999$
$q = 0.25$	$(1 + q) \hat{K}_2 = 0.9769M_3^{*2.0685}$	$r^2 = 0.9999$
$q = 0.5$	$(1 + q) \hat{K}_2 = 1.1126M_3^{*2.0361}$	$r^2 = 0.9999$
$q = 0.75$	$(1 + q) \hat{K}_2 = 1.1996M_3^{*1.99}$	$r^2 = 1$
$q = 1$	$(1 + q) \hat{K}_2 = 1.2860M_3^{*1.9564}$	$r^2 = 1$

**Tabla 7.2** Correlaciones parciales obtenidas a partir de los resultados numéricos para el

coeficiente  $\hat{K}_2$  . Unión de flujos C2 .

### 7.1.3.2 Unión de flujos C1

En las figuras 7.41 y 7.42 se muestran los resultados obtenidos para la nueva definición de coeficiente a partir de los resultados numéricos para el caso de unión de flujos C1 y las diferentes relaciones de gastos máscicos simuladas. En las tablas 7.3 y 7.4 se resumen las correlaciones para ambos coeficientes. Se observa también, en este caso, una tendencia lineal con un coeficiente de correlación del orden de la unidad.

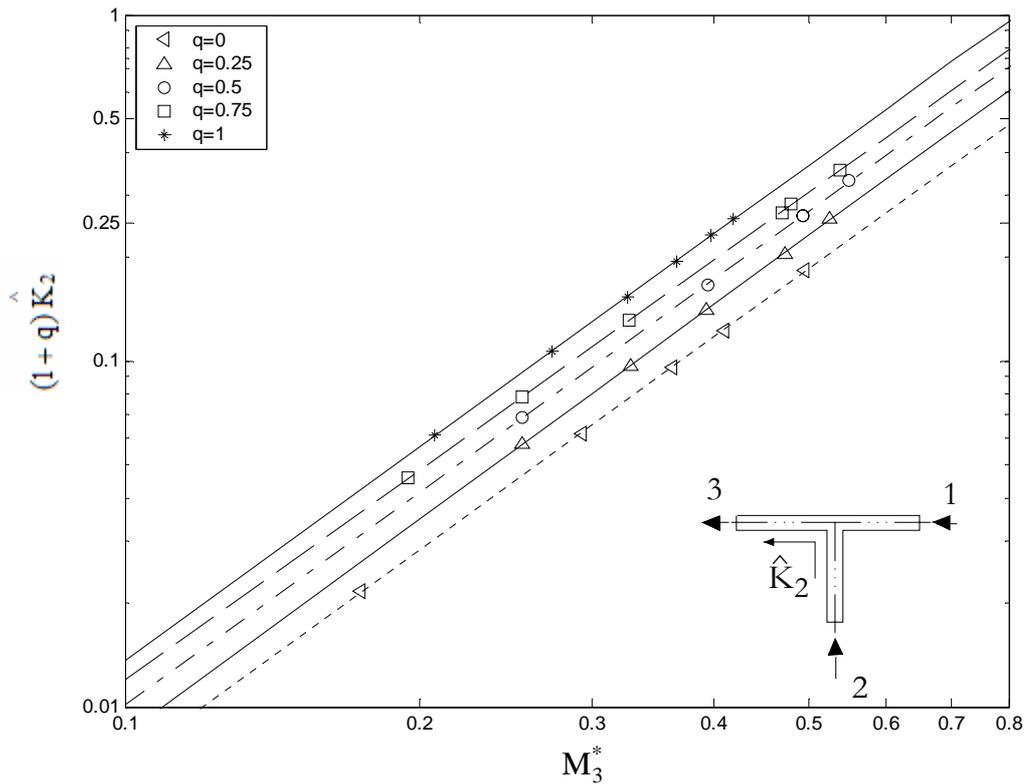


**Figura 7.41** Coeficiente  $\hat{K}_1$  para diferentes valores de la relación de gastos máscicos entre ramas en función del número de Mach extrapolado en la rama común. Unión de flujos C1 .

Relación de gastos máscicos	Correlación numérica	Coefficiente de correlación
$q = 0$	$(1+q)\hat{K}_1 = 0.6165M_3^{*1.9302}$	$r^2 = 0.9998$
$q = 0.25$	$(1+q)\hat{K}_1 = 0.8623M_3^{*1.9961}$	$r^2 = 1$
$q = 0.5$	$(1+q)\hat{K}_1 = 1.1226M_3^{*2.046}$	$r^2 = 1$
$q = 0.75$	$(1+q)\hat{K}_1 = 1.3547M_3^{*2.0663}$	$r^2 = 1$
$q = 1$	$(1+q)\hat{K}_1 = 1.5620M_3^{*2.0704}$	$r^2 = 1$

**Tabla 7.3** Correlaciones parciales obtenidas a partir de los resultados numéricos para el

coeficiente  $\hat{K}_1$  . Unión de flujos C1 .



**Figura 7.42** Coeficiente  $\hat{K}_2$  para diferentes valores de la relación de gastos másicos entre ramas en función del número de Mach extrapolado en la rama común. Unión de flujos C1 .

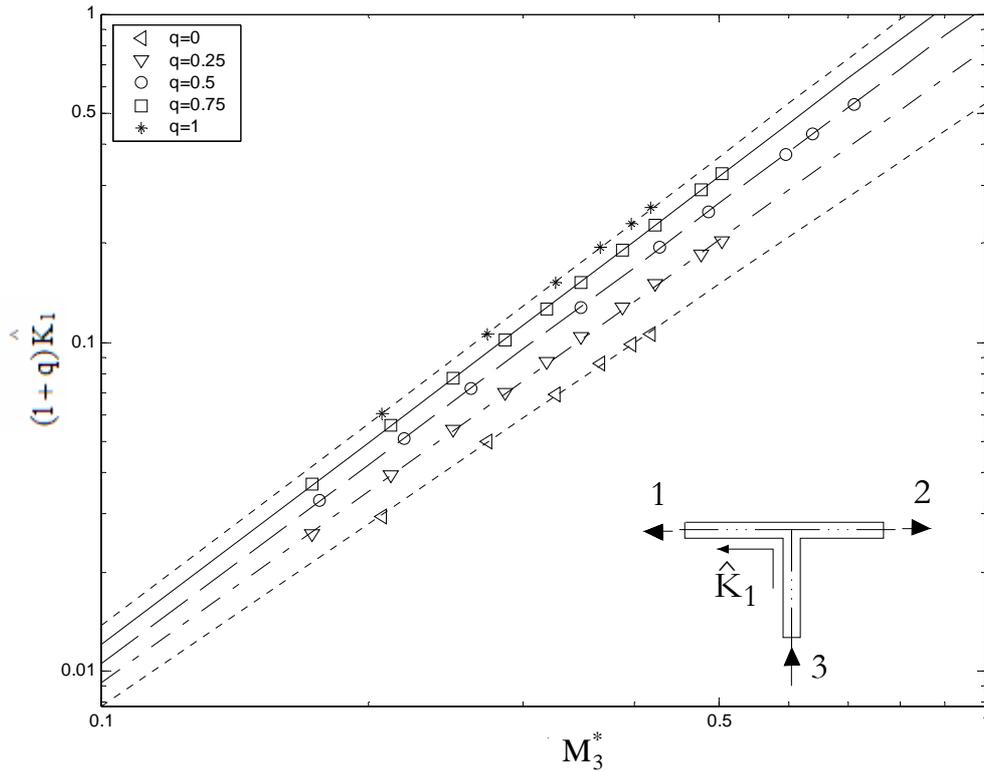
Relación de gastos másicos	Correlación numérica	Coefficiente de correlación
$q = 0$	$(1+q)\hat{K}_2 = 1.1132M_3^{*1.8626}$	$r^2 = 0.9998$
$q = 0.25$	$(1+q)\hat{K}_2 = 0.9606M_3^{*2.0601}$	$r^2 = 1$
$q = 0.5$	$(1+q)\hat{K}_2 = 1.1188M_3^{*2.0442}$	$r^2 = 1$
$q = 0.75$	$(1+q)\hat{K}_2 = 1.2421M_3^{*2.0167}$	$r^2 = 1$
$q = 1$	$(1+q)\hat{K}_2 = 0.5378M_3^{*1.8374}$	$r^2 = 1$

**Tabla 7.4** Correlaciones parciales obtenidas a partir de los resultados numéricos para el

coeficiente  $\hat{K}_2$  . Unión de flujos C1 .

### 7.1.3.3 Bifurcación de flujos D2

En este apartado se muestran los resultados obtenidos para el caso de bifurcación de flujos D2 . En la figura 7.43 se representa el coeficiente  $\hat{K}_1$  y en la figura 7.44 el coeficiente  $\hat{K}_2$  .

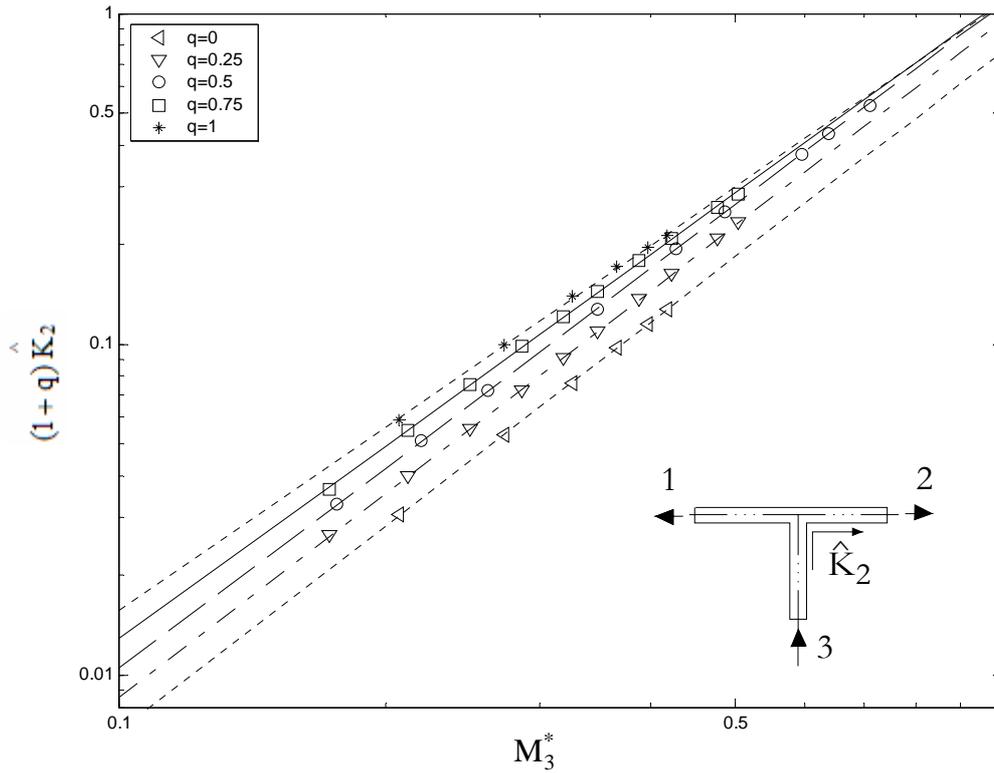


**Figura 7.43** Coeficiente  $\hat{K}_1$  para diferentes valores de la relación de gastos másicos entre ramas en función del número de Mach extrapolado en la rama común. Bifurcación de flujos D2 .

Se observa que en este tipo de flujo también existe una relación lineal entre el nuevo coeficiente de “enlace” definido y el número de Mach cuando se representan en ejes doblemente logarítmicos. Las correlaciones para cada relación de gastos másicos se exponen en las tablas 7.5 y 7.6, respectivamente.

Relación de gastos másicos	Correlación numérica	Coefficiente de correlación
$q = 0$	$(1+q)\hat{K}_1 = 0.5378M_3^{*1.8374}$	$r^2 = 0.9993$
$q = 0.25$	$(1+q)\hat{K}_1 = 0.7809M_3^{*1.9291}$	$r^2 = 0.9996$
$q = 0.5$	$(1+q)\hat{K}_1 = 1.0609M_3^{*2.0034}$	$r^2 = 1$
$q = 0.75$	$(1+q)\hat{K}_1 = 1.3165M_3^{*2.041}$	$r^2 = 1$
$q = 1$	$(1+q)\hat{K}_1 = 1.5164M_3^{*2.0452}$	$r^2 = 1$

**Tabla 7.5** Correlaciones parciales obtenidas a partir de los resultados numéricos para el coeficiente  $\hat{K}_1$  . Bifurcación de flujos D2 .



**Figura 7.44** Coeficiente  $\hat{K}_2$  para diferentes valores de la relación de gastos máscos entre ramas en función del número de Mach extrapolado en la rama común. Bifurcación de flujos D2 .

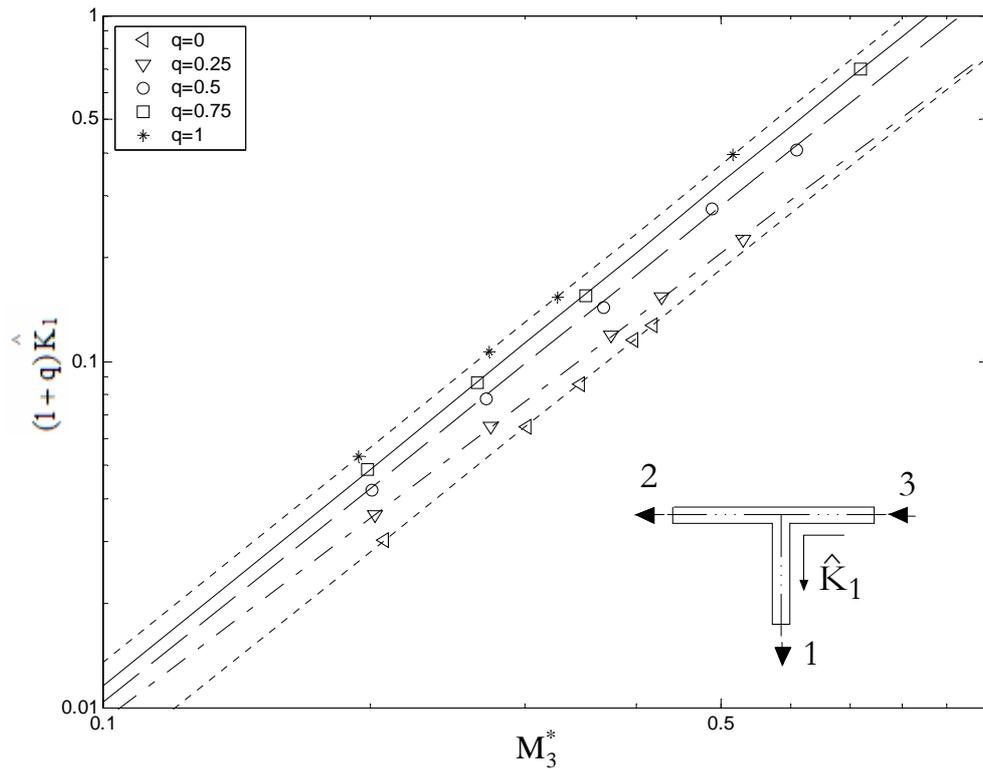
Relación de gastos máscos	Correlación numérica	Coefficiente de correlación
$q = 0$	$(1+q)\hat{K}_2 = 0.7582M_3^{*2.0452}$	$r^2 = 1$
$q = 0.25$	$(1+q)\hat{K}_2 = 0.9404M_3^{*2.041}$	$r^2 = 1$
$q = 0.5$	$(1+q)\hat{K}_2 = 1.0609M_3^{*2.0034}$	$r^2 = 1$
$q = 0.75$	$(1+q)\hat{K}_2 = 1.0933M_3^{*1.9291}$	$r^2 = 0.9996$
$q = 1$	$(1+q)\hat{K}_2 = 1.0700M_3^{*1.8349}$	$r^2 = 0.9993$

**Tabla 7.6** Correlaciones parciales obtenidas a partir de los resultados numéricos para el

coeficiente  $\hat{K}_2$   
Bifurcación de flujos D2 .

### 7.1.3.4 Bifurcación de flujos D1

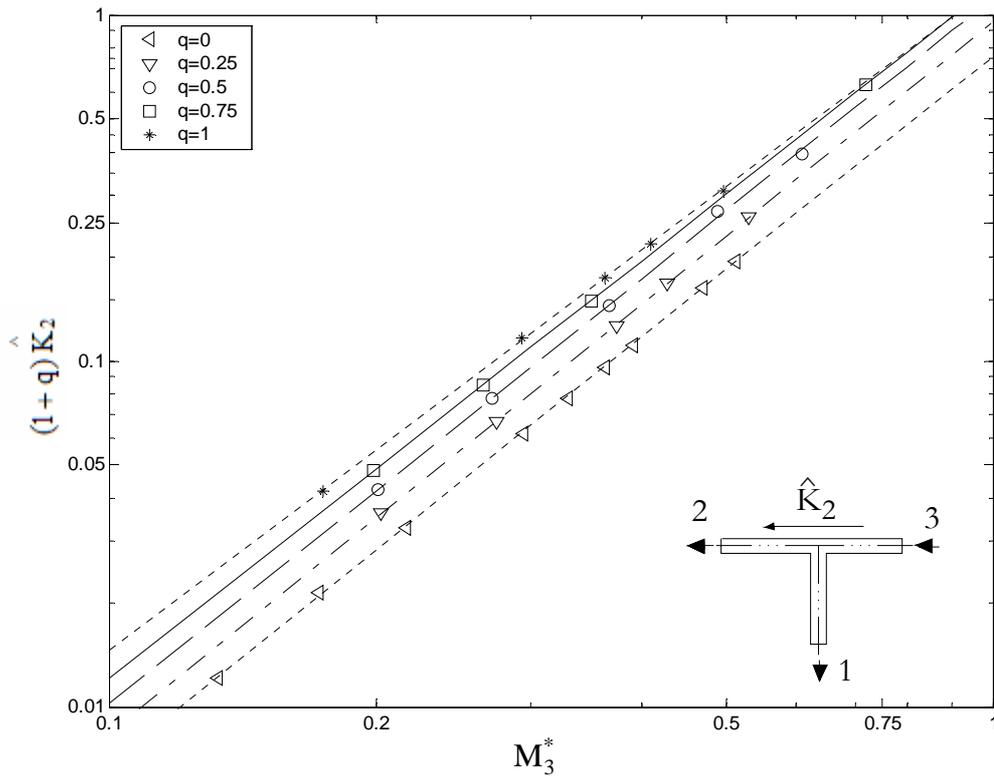
Por último, en este apartado se representa el valor de ambos coeficientes para el caso de bifurcación de flujos D1. En la figura 7.45 el coeficiente para la rama "1" y en la figura 7.46 el de la rama "2". Las correlaciones de muestran en las tablas 7.7 y 7.8, respectivamente.



**Figura 7.45** Coeficiente  $\hat{K}_1$  para diferentes valores de la relación de gastos máscos entre ramas en función del número de Mach extrapolado en la rama común. Bifurcación de flujos D1.

Relación de gastos máscos	Correlación numérica	Coficiente de correlación
$q = 0$	$(1+q)\hat{K}_1 = 0.7593M_3^{*2.0463}$	$r^2 = 1$
$q = 0.25$	$(1+q)\hat{K}_1 = 0.7776M_3^{*1.9245}$	$r^2 = 0.9996$
$q = 0.5$	$(1+q)\hat{K}_1 = 1.1561M_3^{*2.064}$	$r^2 = 0.9991$
$q = 0.75$	$(1+q)\hat{K}_1 = 1.3850M_3^{*2.0785}$	$r^2 = 0.9999$
$q = 1$	$(1+q)\hat{K}_1 = 1.5468M_3^{*2.0591}$	$r^2 = 0.9999$

**Tabla 7.7** Correlaciones parciales obtenidas a partir de los resultados numéricos para el coeficiente  $\hat{K}_1$ . Bifurcación de flujos D1.



**Figura 7.46** Coeficiente  $\hat{K}_2$  para diferentes valores de la relación de gastos máxicos entre ramas en función del número de Mach extrapolado en la rama común. Bifurcación de flujos D1.

Relación de gastos máxicos	Correlación numérica	Coefficiente de correlación
$q = 0$	$(1 + q) \hat{K}_2 = 0.7594M_3^{*2.045}$	$r^2 = 0.9999$
$q = 0.25$	$(1 + q) \hat{K}_2 = 0.9526M_3^{*2.0512}$	$r^2 = 0.9999$
$q = 0.5$	$(1 + q) \hat{K}_2 = 1.1165M_3^{*2.0379}$	$r^2 = 0.9992$
$q = 0.75$	$(1 + q) \hat{K}_2 = 1.2141M_3^{*1.9994}$	$r^2 = 1$
$q = 1$	$(1 + q) \hat{K}_2 = 1.2103M_3^{*1.9171}$	$r^2 = 0.9998$

**Tabla 7.8** Correlaciones parciales obtenidas a partir de los resultados numéricos para el

coeficiente  $\hat{K}_2$ . Bifurcación de flujos D1.

#### 7.1.4 Correlaciones globales para el nuevo coeficiente

En el apartado 7.1.3 se han presentado las correlaciones parciales, para "q" constante, que el nuevo coeficiente presenta. Se ha visto que el avance respecto al coeficiente de Miller ha sido notable, ya que para cada "q", sólo son necesarios dos ensayos, en vez de la gran cantidad de ensayos que hay que realizar para el coeficiente de Miller, que como se ha visto, no sigue ningún "patrón matemático". Sin embargo, para disponer de una base de datos suficientemente precisa, todavía sigue siendo necesario realizar una gran cantidad de ensayos variando "q" para cada configuración de flujo. Además, se sigue teniendo, aunque en menor medida que con el coeficiente de Miller, el problema de una base de datos "discreta", ya que a pesar de tener una expresión matemática para una serie de valores de "q" no se dispone de información para otros valores intermedios de la relación de gastos máxicos.

En este sentido sería conveniente poder reducir el problema de la "discretización" al mínimo posible, es decir, al nivel de configuraciones de flujo, y que para cada una de éstas existiese una expresión matemática que ajustara globalmente los resultados obtenidos experimental o numéricamente. De esta manera, dado que se puede suponer en la mayoría de sistemas de uniones de conductos donde el flujo es no estacionario, que localmente el flujo en dichas uniones es casi-estacionario, al ir cambiando las condiciones del flujo y, por lo tanto, la relación de gastos máxicos entre ramas de la unión de forma continua se dispondría de una condición de contorno muy poderosa para caracterizar el comportamiento de la unión.

Se ha observado que en bastantes configuraciones de flujo las rectas para cada "q" son casi paralelas. Esto ha sugerido la posibilidad de que todas ellas puedan estar contenidas en un mismo plano. En algunas configuraciones de flujo dichas rectas no son paralelas, aunque esto no significa que no puedan estar contenidas en un plano ya que rectas "concurrentes" pueden pertenecer a un mismo plano.

Poder ajustar los resultados para cada configuración de flujos mediante un "**plano**" es un avance muy importante ya que con tan sólo tres ensayos numéricos o experimentales quedaría completamente caracterizado el comportamiento de la unión, para dicha configuración. Esto reduce enormemente el tiempo requerido para caracterizar la configuración y se simplifica considerablemente la implementación de las condiciones de contorno en códigos 1D de simulación global.

Como se explicó en el apartado 6.1.3 representar  $(1+q)\hat{K}_j$  expande los resultados en escala logarítmica, lo cual es una ventaja para ajustar éstos por mínimos cuadrados con un plano de regresión. Puesto que la ecuación del plano en escala lineal es una expresión de tipo potencial, para que la correlación del coeficiente sea lo más

simple posible, resulta conveniente expresar  $(1+q)\hat{K}_j$  como potencias de  $(1+q)$  y  $M_3^*$ , lo que se traduce en la expresión final del plano

$$\log \left[ (1+q)\hat{K}_j \right] = m \log M_3^* + n \log(1+q) + p, \quad (7.4)$$

siendo "m", "n" y "p", constantes a determinar mediante el ajuste por mínimos cuadrados. La expresión (7.4) se transforma en la (7.5) después de igualar los argumentos de los logaritmos

$$(1+q)\hat{K}_j = \alpha (M_3^*)^m (1+q)^n, \quad (7.5)$$

siendo  $p = \log \alpha$ . Despejando  $\hat{K}_j$  de (7.5) se obtiene la expresión de tipo potencial final

$$\hat{K}_j = \alpha (M_3^*)^m (1+q)^{n-1}, \quad (7.6)$$

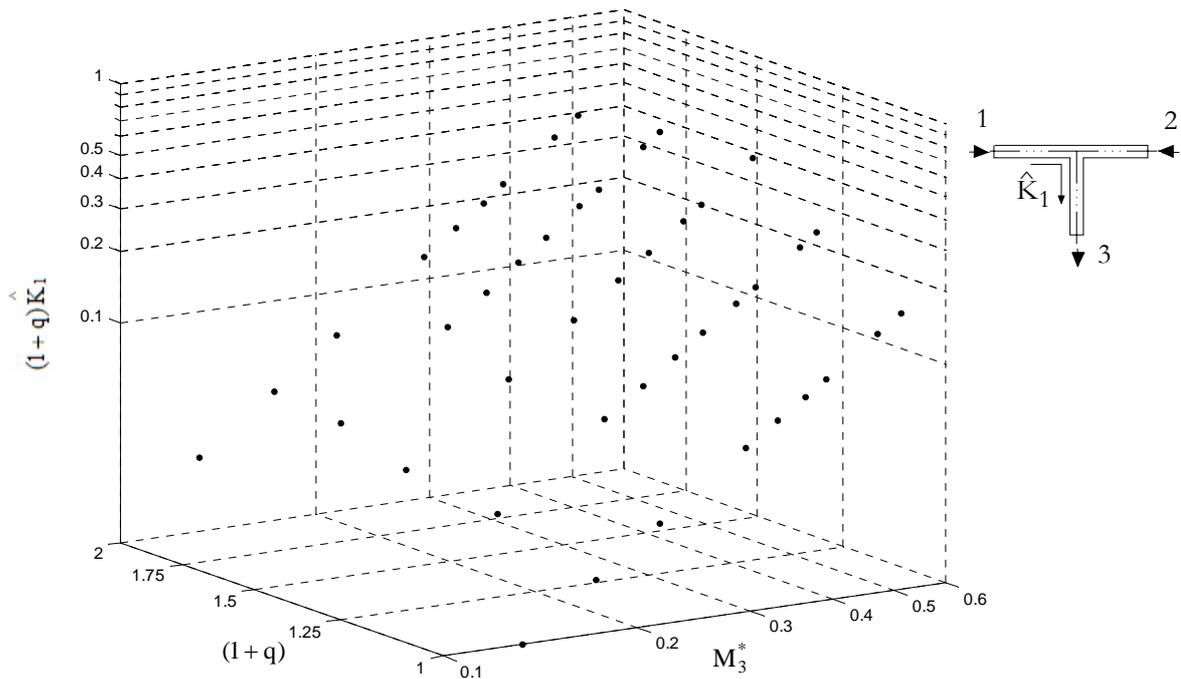
y teniendo en cuenta la definición del nuevo coeficiente queda

$$\hat{K}_j = \frac{\frac{p_{03}^* - 1}{p_3^*}}{\frac{p_{0j}^*}{p_j^*}} = \frac{f(M_3^*) - 1}{f(M_j^*)} = \alpha (M_3^*)^m (1+q)^{n-1} = \hat{K}_j(q, M_3^*). \quad (7.7)$$

Conocidos los coeficientes de la correlación para un determinado tipo de flujo y en función de cual sea la relación de gastos máscicos y el número de Mach en una de las ramas, se puede obtener el número de Mach en la otra rama y a partir de éste el resto de magnitudes fluidas.

#### 7.1.4.1 Unión de flujos C2. Coeficiente $\hat{K}_1$

En la figura 7.47 se han representado los valores del coeficiente  $\hat{K}_1$  en escala triple-logarítmica y como se puede observar se obtienen rectas que forman un plano casi perfecto. Este plano, ajustado por mínimos cuadrados, se representa junto con los datos en la figura 7.48.



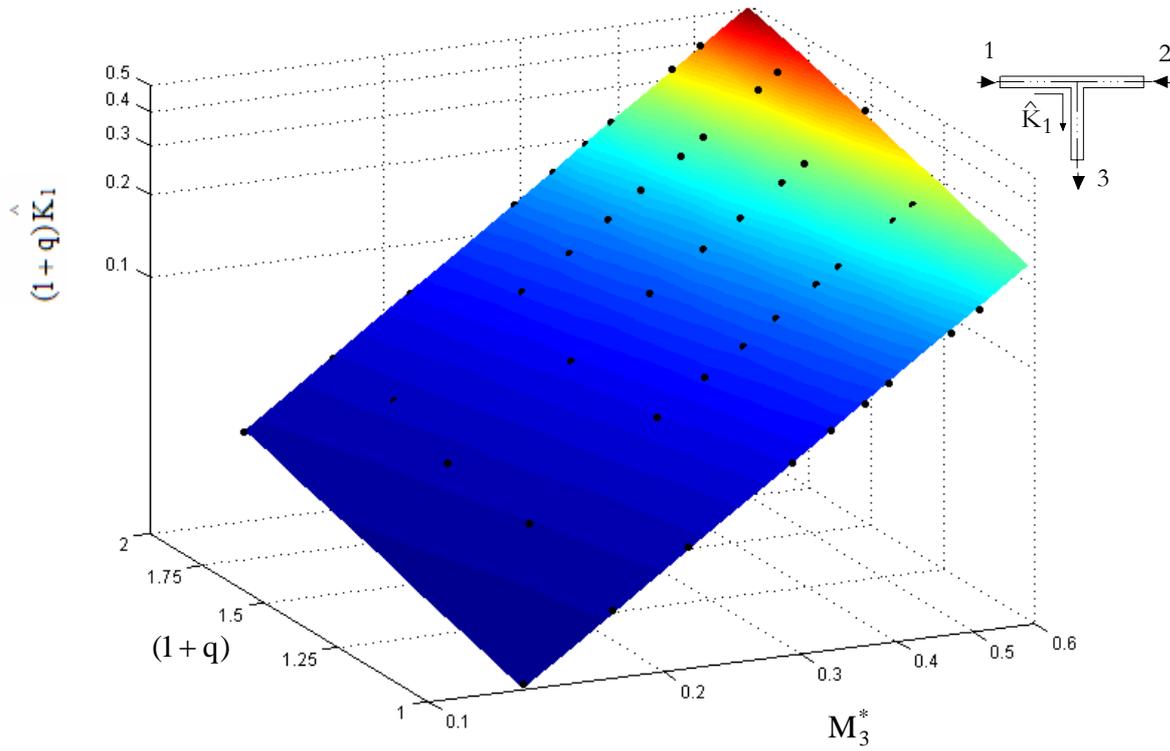
**Figura 7.47** Representación tridimensional del coeficiente  $\hat{K}_1$ . Series de datos en escala triple-logarítmica. Resultados numéricos. Unión de flujos C2.

En la figura 7.49 se representa la misma información que en la figura 7.48 pero en escala lineal. Las correlaciones bidimensionales para ambos coeficientes se muestran en la tabla 7.9, donde se puede observar que el coeficiente de correlación es igual a la unidad, y se define como

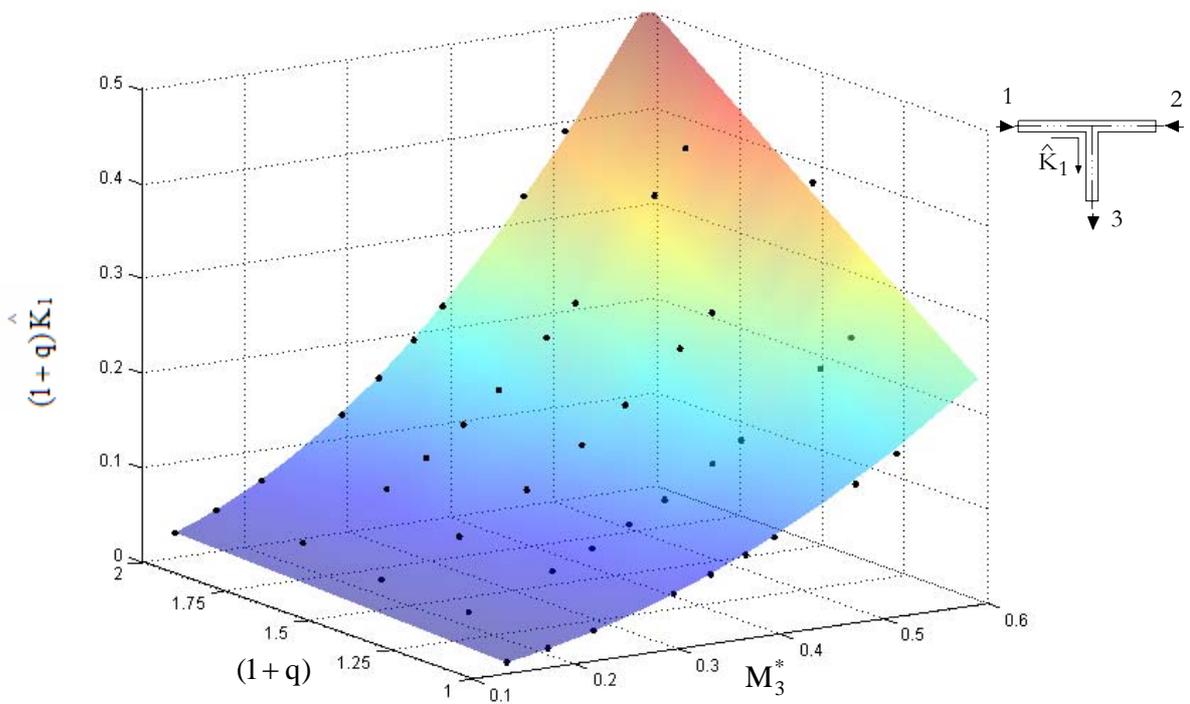
$$r^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (z_i - \bar{z})^2}{\sum_{i=1}^n (z_i - z_i)^2} = \frac{SSR}{SST}, \quad (7.8)$$

conocido como coeficiente de determinación múltiple de Walpole *et al.* (1999), siendo, SSR la suma de cuadrados de regresión, SST la suma total de cuadrados y  $\bar{z}$  se define como

$$\bar{z} = \frac{\sum_{i=1}^n z_i}{n}. \quad (7.9)$$



**Figura 7.48** Plano de regresión y datos del coeficiente  $\hat{K}_1$  en escala triple-logarítmica. Resultados numéricos. Unión de flujos C2 .

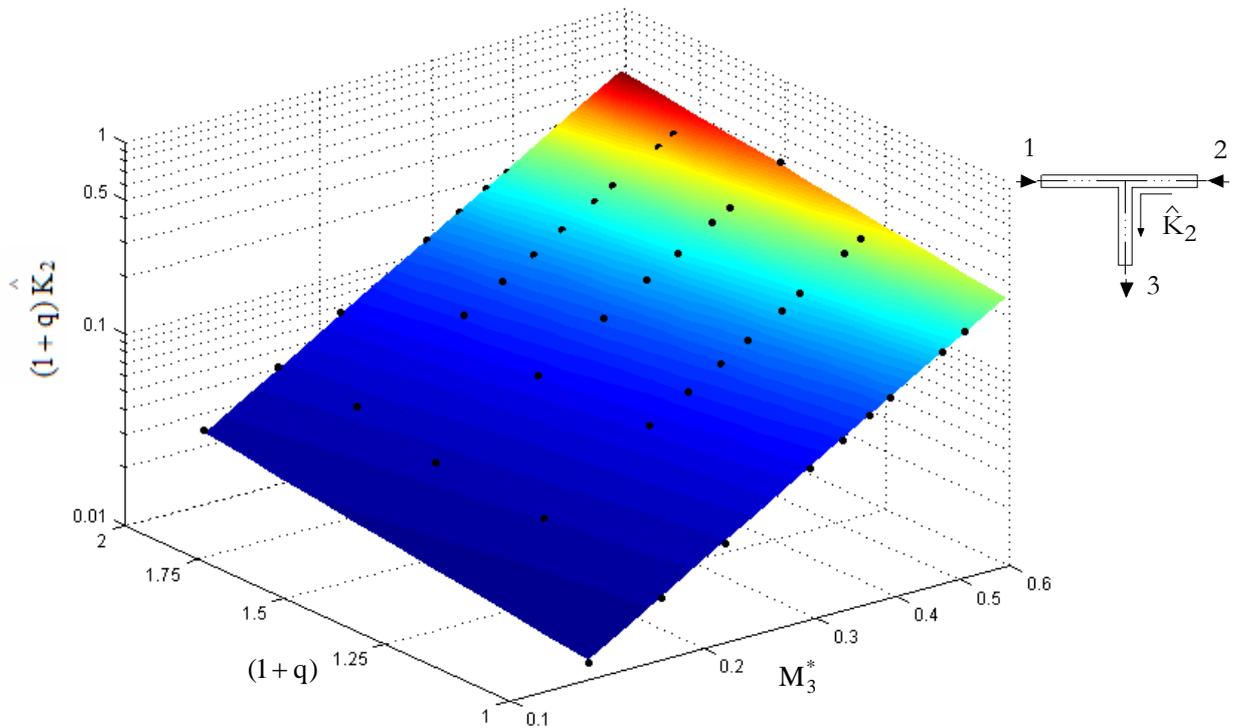


**Figura 7.49** Superficie de regresión y datos del coeficiente  $\hat{K}_1$  en función de la relación de gastos máscos y del número de Mach extrapolado en la rama común. Resultados numéricos. Escala lineal. Unión de flujos C2 .

Coefficiente global de enlace	Correlación numérica	Coefficiente de correlación
$\hat{K}_1$	$\hat{K}_1 = 0.6947M_3^{*2.0195}(1+q)^{0.1015}$	$r^2 = 1.0000$
$\hat{K}_2$	$\hat{K}_2 = 0.7504M_3^{*2.0223}(1+q)^{-0.0957}$	$r^2 = 1.0000$

**Tabla 7.9** Correlaciones globales obtenidas a partir de los resultados numéricos. Unión de flujos C2.

7.1.4.2 Unión de flujos C2. Coeficiente  $\hat{K}_2$



**Figura 7.50** Plano de regresión y datos del coeficiente  $\hat{K}_2$  en escala triple-logarítmica. Resultados numéricos. Unión de flujos C2.

7.1.4.3 Unión de flujos C1 . Coeficiente  $\hat{K}_1$

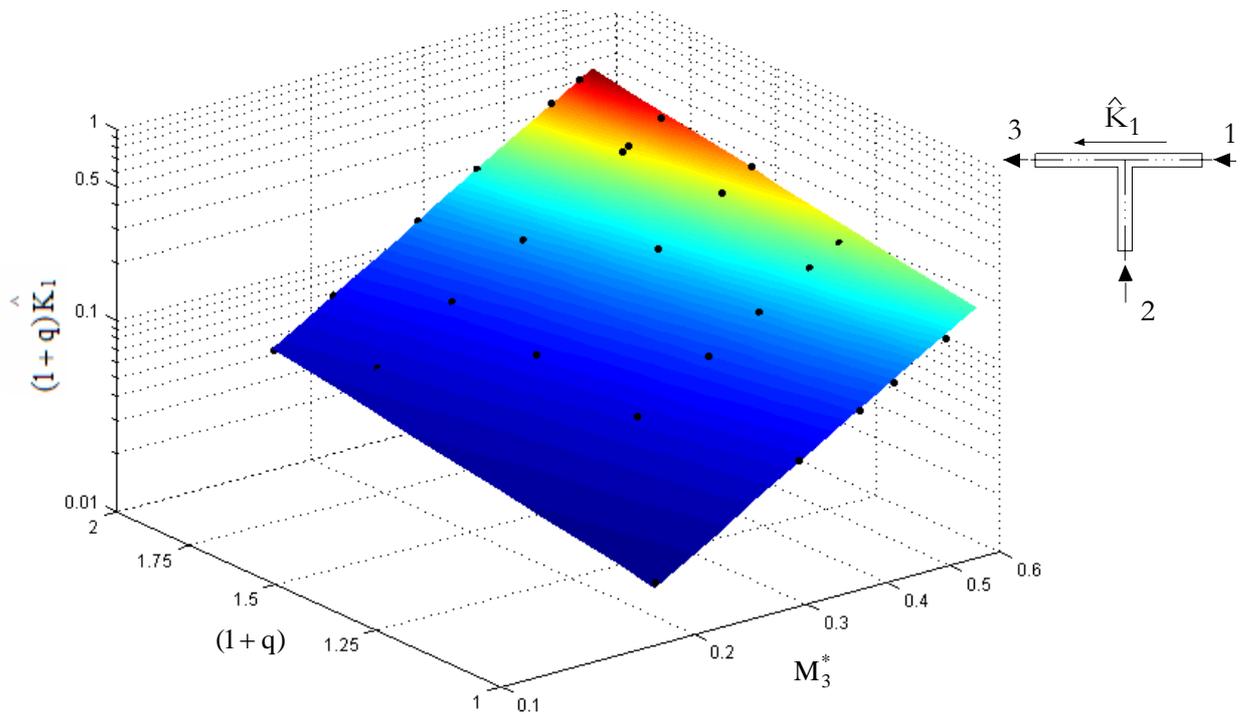


Figura 7.51 Plano de regresión y datos del coeficiente  $\hat{K}_1$  en escala triple-logarítmica. Resultados numéricos. Unión de flujos C1 .

7.1.4.4 Unión de flujos C1 . Coeficiente  $\hat{K}_2$

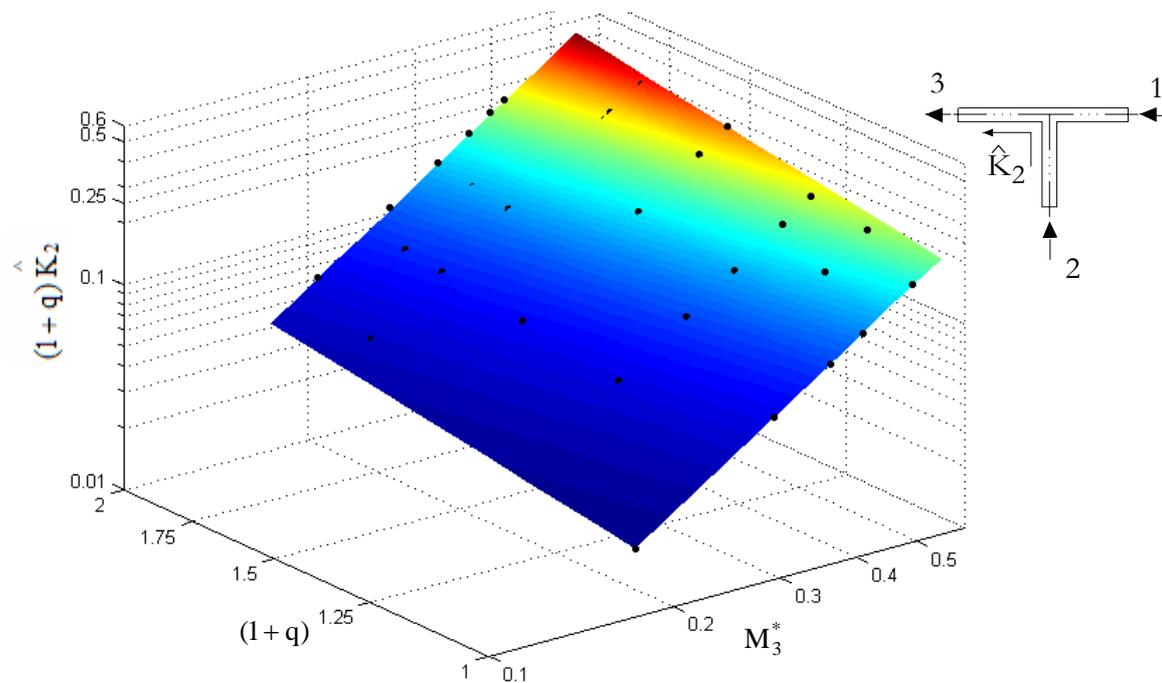


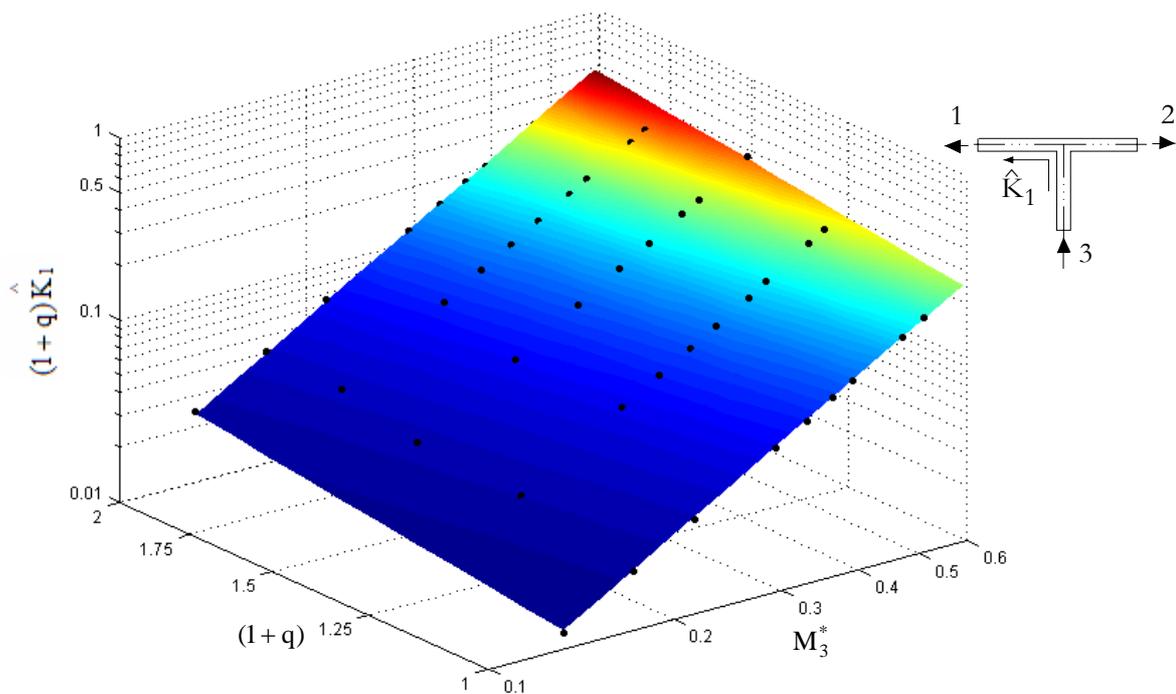
Figura 7.52 Plano de regresión del coeficiente  $\hat{K}_2$  en escala triple-logarítmica. Resultados numéricos. Unión de flujos C1 .

Coefficiente global de enlace	Correlación numérica	Coefficiente de correlación
$\hat{K}_1$	$\hat{K}_1 = 0.6871M_3^{*2.0283}(1+q)^{0.1296}$	$r^2 = 1.0000$
$\hat{K}_2$	$\hat{K}_2 = 0.7559M_3^{*2.0378}(1+q)^{-0.0392}$	$r^2 = 1.0000$

**Tabla 7.10** Correlaciones globales obtenidas a partir de los resultados numéricos. Unión de flujos C1 .

#### 7.1.4.5 Bifurcación de flujos D2 . Coeficiente $\hat{K}_1$

Se representan ahora los resultados obtenidos y sus correlaciones bidimensionales para los casos de bifurcación de flujos donde, en general, se observa que el coeficiente de correlación del plano ajustado para los diferentes coeficientes también es la unidad en todos los casos.



**Figura 7.53** Plano de regresión y datos del coeficiente  $\hat{K}_1$  en escala triple-logarítmica. Resultados numéricos. Bifurcación de flujos D2 .

Coefficiente global de enlace	Correlación numérica	Coefficiente de correlación
$\hat{K}_1$	$\hat{K}_1 = 0.6452M_3^{*1.9903}(1+q)^{0.1654}$	$r^2 = 1.0000$
$\hat{K}_2$	$\hat{K}_2 = 0.7307M_3^{*1.9927}(1+q)^{-0.1538}$	$r^2 = 1.0000$

**Tabla 7.11** Correlaciones globales obtenidas a partir de los resultados numéricos. Bifurcación de flujos D2 .

7.1.4.6 Bifurcación de flujos D2. Coeficiente  $\hat{K}_2$

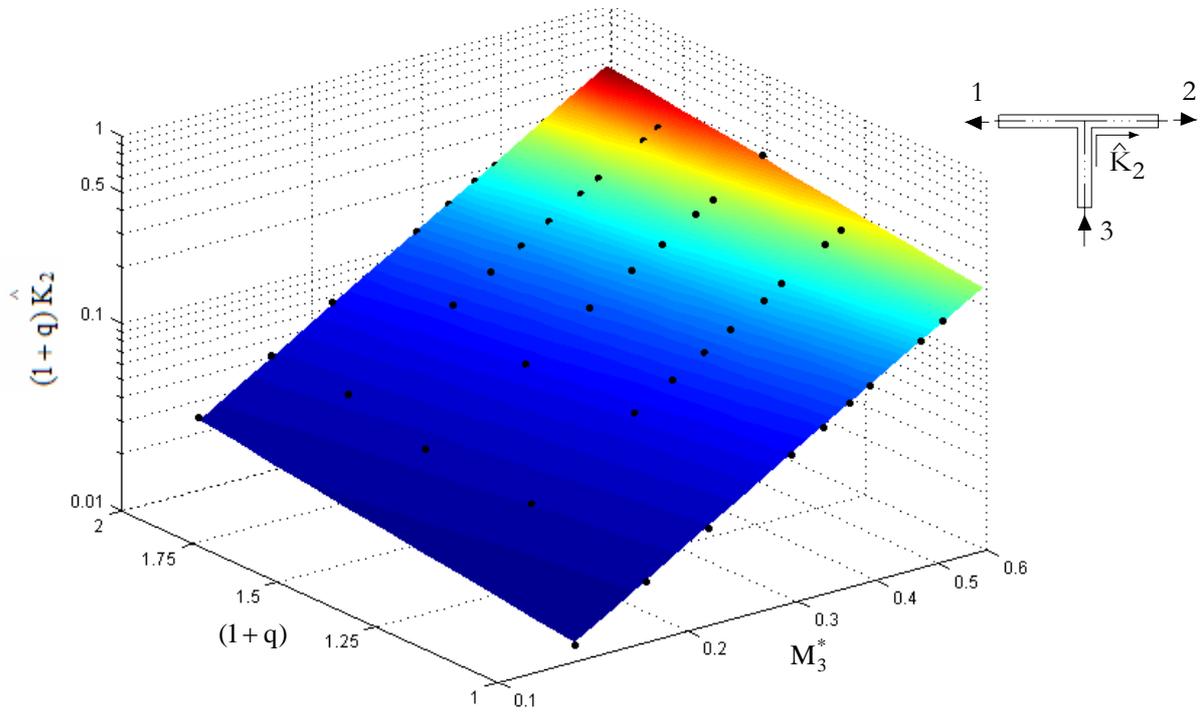


Figura 7.54 Plano de regresión y datos del coeficiente  $\hat{K}_2$  en escala triple-logarítmica. Resultados numéricos. Bifurcación de flujos D2.

7.1.4.7 Bifurcación de flujos D1. Coeficiente  $\hat{K}_1$

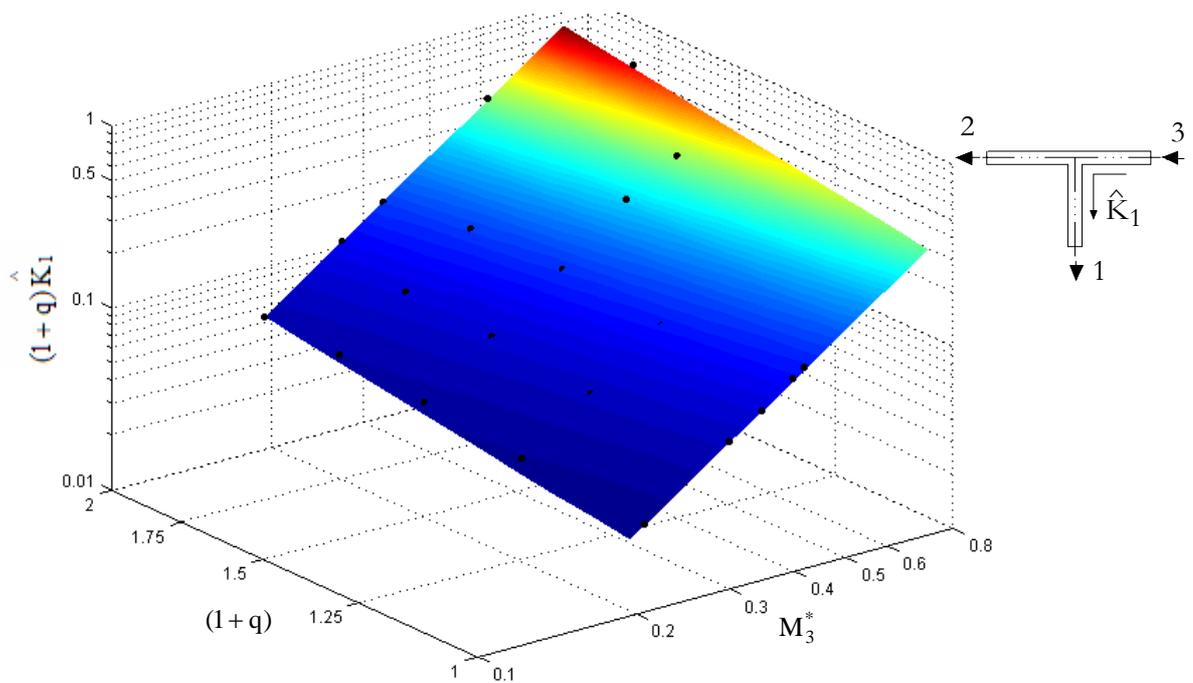


Figura 7.55 Plano de regresión y datos del coeficiente  $\hat{K}_1$  en escala triple-logarítmica. Resultados numéricos. Bifurcación de flujos D1.

7.1.4.8 Bifurcación de flujos D1. Coeficiente  $\hat{K}_2$

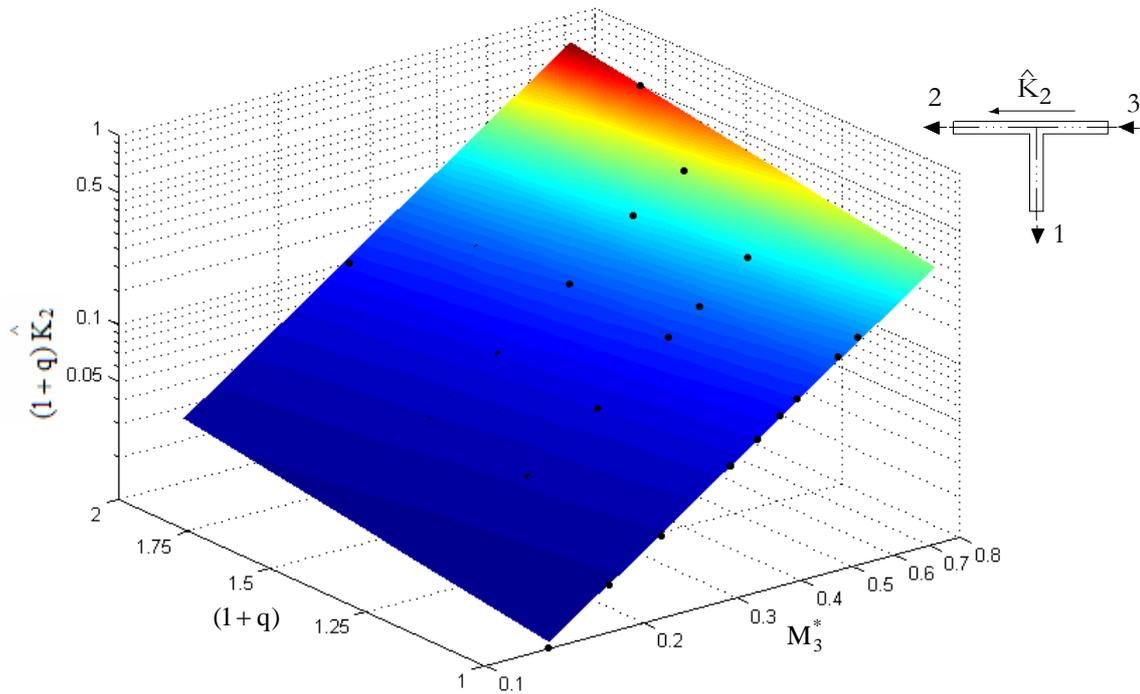


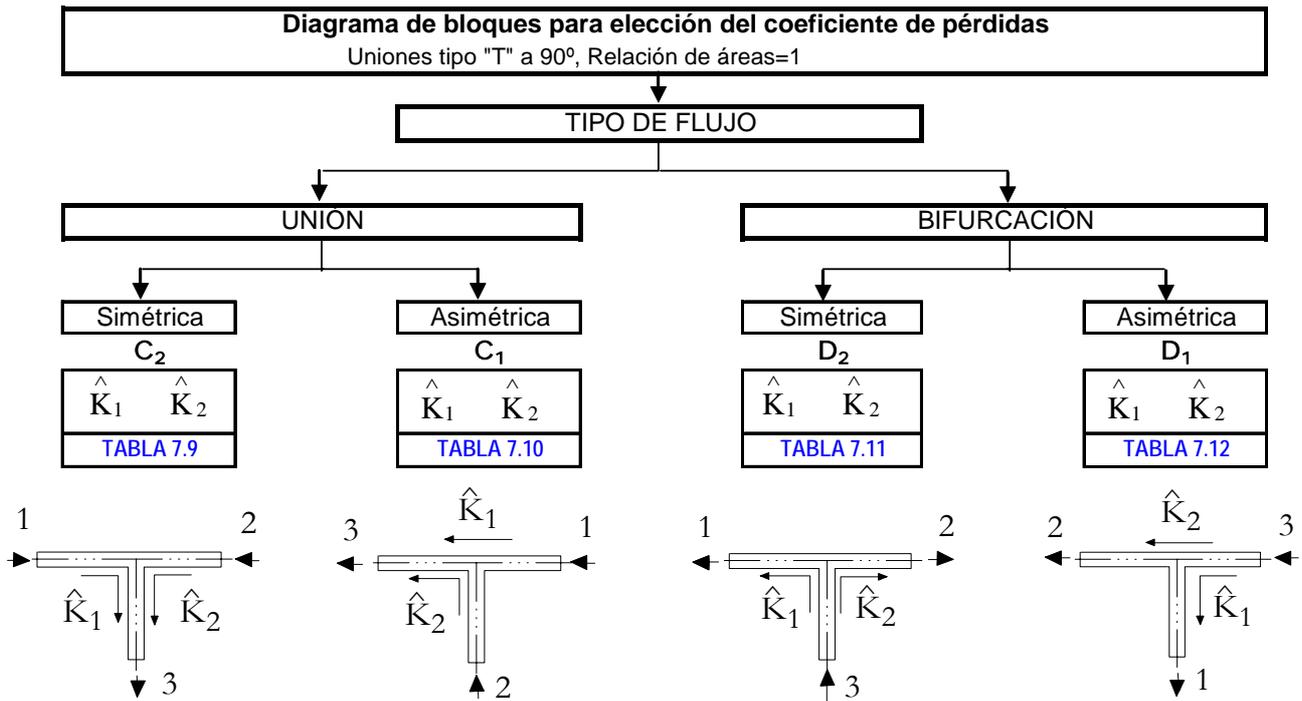
Figura 7.56 Plano de regresión y datos del coeficiente  $\hat{K}_2$  en escala triple-logarítmica. Resultados numéricos. Bifurcación de flujos D1.

Coeficiente global de enlace	Correlación numérica	Coeficiente de correlación
$\hat{K}_1$	$\hat{K}_1 = 0.7312M_3^{*2.0374}(1+q)^{0.0398}$	$r^2 = 1.0000$
$\hat{K}_2$	$\hat{K}_2 = 0.6718M_3^{*1.9543}(1+q)^{0.0242}$	$r^2 = 1.0000$

Tabla 7.12 Correlaciones globales obtenidas a partir de los resultados numéricos. Bifurcación de flujos D1.

Como se puede comprobar al observar los coeficientes de correlación de cada una de las correlaciones globales obtenidas, el ajuste de los resultados numéricos a una ecuación del tipo indicado en (7.6) es muy bueno. Se puede obtener de esta manera una ecuación matemática muy compacta y simple de implementar como condición de contorno que proporciona, además, una base de datos “continua” para obtener el coeficiente de enlace que relaciona las propiedades fluidas entre las ramas de la unión a nivel de configuración de flujo. Para obtener estas correlaciones, aunque en este estudio

se han obtenido una gran cantidad de puntos para demostrar que forman un plano, en términos estrictos sólo serían necesarios tres para determinar el plano, lo que da idea del ahorro de tiempo necesario para caracterizar la unión. En la figura 7.57, se resumen los tipos de flujo estudiados para la unión tipo "T" a 90° y las correlaciones correspondientes para cada coeficiente.



**Figura 7.57** Diagrama de bloques para elección del "coeficiente de enlace", según el tipo de flujo. Unión tipo "T" a 90°.

## 7.2 RESULTADOS PARA LA UNIÓN DIRECCIONAL A 30°

### 7.2.1 Características del flujo en uniones direccionales

Las uniones direccionales son aquellas en las que el flujo en una rama puede producir un efecto de arrastre o succión en otra, así mismo, existe una dirección de propagación principal, dependiendo del tipo de flujo, con una pérdida energética mucho menor que cuando el flujo tiene lugar en otra dirección secundaria. De esta forma se pretende favorecer el efecto contrario, es decir, dificultar el paso del fluido y la propagación de las ondas de presión hacia una dirección no preferencial.

Desde hace décadas, se han realizado numerosos estudios para aprovechar las ondas de presión que se producen en los colectores de admisión y escape de motores de combustión interna por la descarga de cilindros para mejorar el proceso de renovación de la carga, constituyendo ésta una de las principales aplicaciones de este tipo de uniones direccionales llamadas pulso-convertidores. Una unión de conductos se comporta como un extremo donde las ondas de presión son reflejadas, pudiendo afectar al proceso de vaciado del cilindro. Así pues, en este caso se buscan dos efectos:

- Transmitir la energía de los pulsos de presión en el escape hacia la turbina y no hacia los otros cilindros (se busca este efecto en motores lentos <1000 rev/min) con la mayor eficiencia posible.
- Reducir los procesos de interferencia entre los periodos de escape de los diferentes cilindros (este efecto es más importante en motores rápidos).

Las “uniones direccionales” (uniones asimétricas también denominadas pulsoconvertidor compacto o modular tipo Birmann) se utilizan en la actualidad incluso en motores no sobrealimentados de automoción, a diferencia de los pulso-convertidores clásicos (uniones simétricas o pulso-convertidor tipo Sulzer) que son típicos de motores estacionarios sobrealimentados.

El flujo en uniones direccionales es muy complejo, ya que en función del tipo de flujo se pueden producir diferentes fenómenos como desprendimientos, turbulencias, vórtices, succión, ...etc. Por ello, las uniones en general y las uniones direccionales en particular, son unos de los elementos peor modelados en la actualidad. La falta de modelos adecuados para resolver las uniones direccionales ha hecho que el diseño se haya basado en datos experimentales y en ecuaciones analíticas aproximadas considerando flujo incompresible estacionario, aunque se tiene la misma limitación que para uniones de geometría simple ya que las hipótesis consideradas son las mismas y, por el contrario, no se dispone de datos experimentales ni de resultados de simulación numérica del flujo suficientemente contrastados en el rango de flujo compresible.

## 7.2.2 Validación de la metodología y comparación de resultados

Se ha obtenido experimentalmente el coeficiente de pérdidas de presión total para dos tipos de flujo, el caso C3 de unión de flujos y el caso D3 de bifurcación (que coinciden con el flujo tipo 6 y tipo 1 según la denominación utilizada por Nichols y referenciada en Winterbone (2000)). Estos dos tipos de flujo son los que principalmente tienen lugar en colectores de escape de motores de combustión interna alternativos.

Para cada una de las configuraciones se han estudiado diferentes relaciones de gasto entre ramas y los resultados se han presentado de diferentes formas. En primer lugar, se han representado en la forma típica para flujo incompresible, es decir, en función de la relación de gastos máscicos entre ramas, y se ha realizado una comparación del coeficiente de pérdidas de presión total obtenido experimental y numéricamente con las correlaciones propuestas por Basset *et al.* (1999) para flujo incompresible. También se presentan los resultados obtenidos, tanto numéricos como experimentales, para el coeficiente de pérdidas de presión de remanso en función del número de Mach extrapolado en la rama común ( $M_3^*$ ), manteniendo como parámetro en este caso la relación de gastos máscicos entre ramas ( $q$ ). Por último se presentan los resultados obtenidos para el nuevo coeficiente propuesto y las correlaciones parciales y globales obtenidas.

### 7.2.2.1 Comparación de resultados en flujo incompresible

Los resultados experimentales y numéricos obtenidos se comparan, en primer lugar, con las ecuaciones propuestas por Basset *et al.* (1999) para uniones direccionales tipo pulsoconvertidor.

Flujo tipo	Ecuación analítica aproximada
D3	$K_{32} = 1 - 2q \frac{S_1}{S_2} \cos\left(\frac{3}{4}(\pi - \theta)\right) + q^2 \frac{S_1^2}{S_2^2} + K_d q^2 \frac{S_1^2}{S_2^2}$ $K_{31} = q^2 - \frac{3}{2}q + \frac{1}{2}$
C3	$K_{23} = \frac{2S_3}{S_3 + \frac{1}{2}S_1 \cos(\theta)} \left\{ 1 - q^2 - (1-q)^2 \frac{S_3}{S_1} \cos(\theta) \right\} + q^2 - 1$ $K_{13} = \frac{2S_3}{S_3 + \frac{1}{2}S_1 \cos(\theta)} \left\{ 1 - (1-q)^2 - q^2 \frac{S_3}{S_1} \cos(\theta) \right\} + q^2 \frac{S_3^2}{S_1^2} - 1$

**Tabla 7.13** Correlaciones propuestas por Basset *et al.* para flujo incompresible en uniones direccionales.

Se presentan los resultados correspondientes al rango de números de Mach  $M_3^* \leq 0.2$ , para diferentes relaciones de gastos máscicos entre las ramas "2" y "3",

$q = 0, 0.125, 0.25, 0.375, 0.5, 0.625, 0.75, 0.875$  y  $1$ . En general, se observa para los resultados experimentales una cierta dispersión producida, principalmente, por la amplificación de la incertidumbre de las medidas en el cálculo del coeficiente de Miller y también a la dificultad práctica de establecer con exactitud la relación de gastos másicos deseados. Por otro lado, se presentan los resultados numéricos obtenidos mediante el "solver" segregado válido para flujo incompresible, y con el "solver" acoplado más adecuado para los casos de flujo compresible.

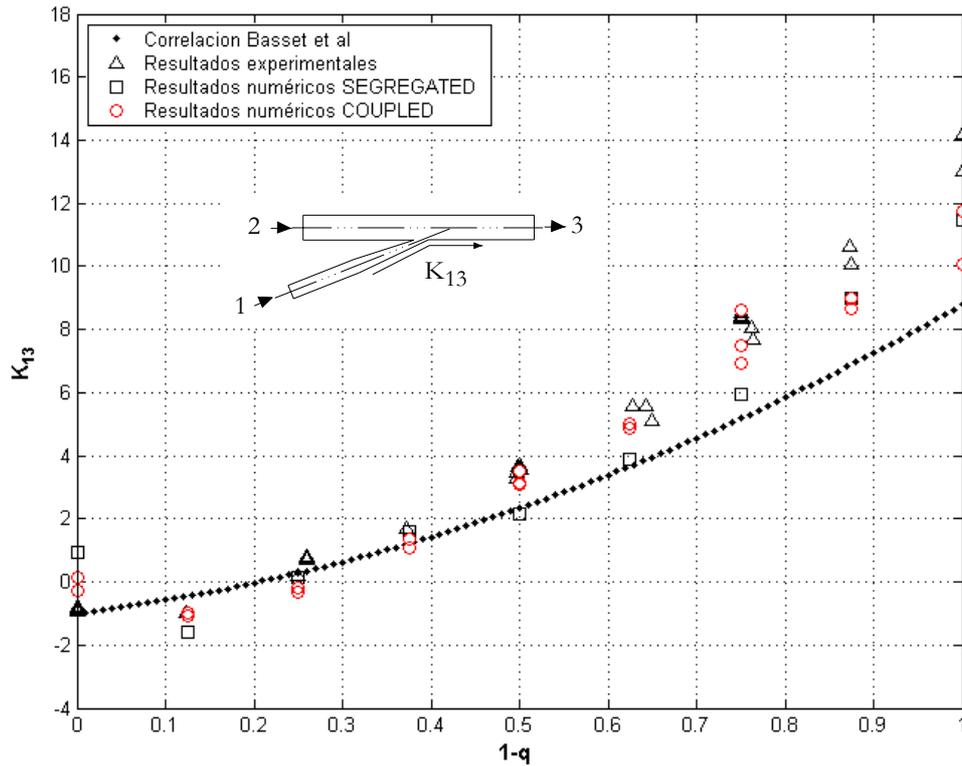
### 7.2.2.1.1 Coeficiente de pérdidas de presión total. Unión de flujos C3

En la figura 7.58 se ha representado el coeficiente de pérdidas de presión total  $K_{13}$  en función de  $1-q$ , con objeto de que sea comparable con la correlación propuesta por Basset *et al.* (1999). Se observa muy buena coincidencia para las relaciones de gastos másicos bajas, mientras que al aumentar ésta las discrepancias se hacen patentes, si bien, la tendencia es similar.

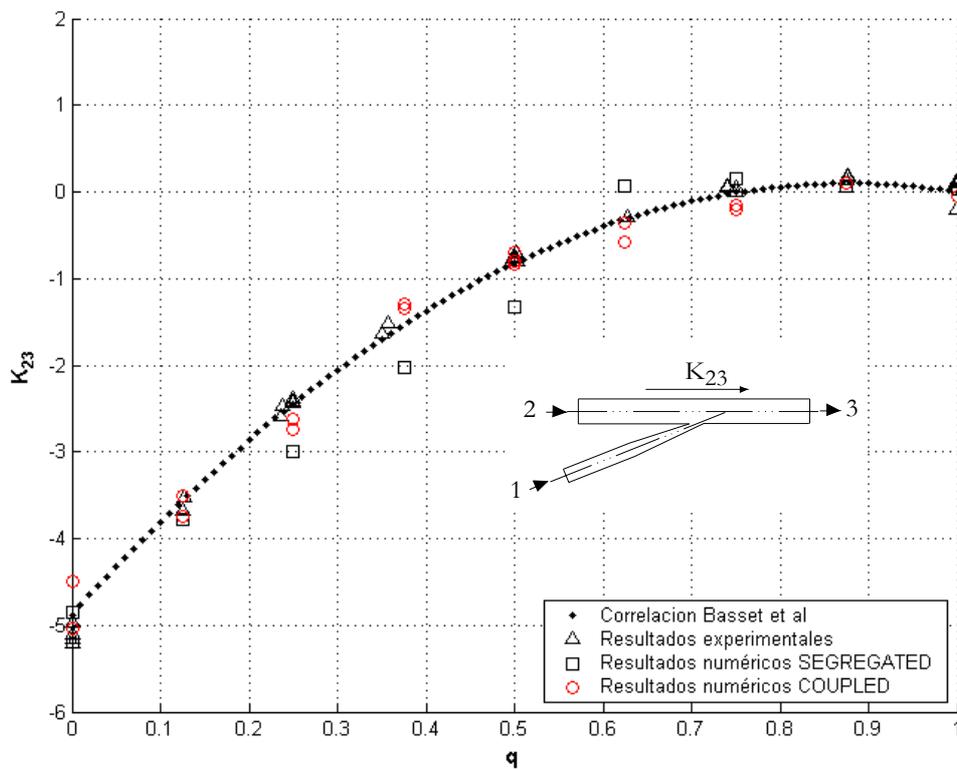
Los resultados obtenidos experimental y numéricamente con ambos "solver" coinciden muy bien, lo que hace indicar que la correlación podría ser corregida para adaptarse a estos resultados. La subestimación del coeficiente al utilizar la correlación puede estar relacionada con el tamaño de la zona de desprendimiento considerada y que, en realidad, debido a la elevada inercia del flujo, la sección de paso efectiva o "vena contracta", sea más reducida de lo supuesto y, por lo tanto, la sección efectiva de paso sea menor provocándose en consecuencia una mayor pérdida. También puede deberse a que aunque el número de Mach extrapolado para la rama principal se mantiene en un valor muy bajo, al aumentar  $1-q$  el gasto por la rama lateral aumenta y el número de Mach en esta rama entra dentro de la región de flujo compresible con lo que la correlación deja de ser adecuada.

En la figura 7.59 se ha representado el coeficiente  $K_{23}$  en función de la relación de gastos másicos. Se observa una perfecta coincidencia, en este caso, con la correlación de Basset *et al.* El valor negativo del coeficiente indica que el flujo en la rama lateral produce un efecto de succión importante en la rama principal, que es más intenso cuanto mayor es gasto másico en la rama lateral respecto del gasto másico en la rama principal (efecto eyector).

Se observan también algunas diferencias para los resultados numéricos obtenidos con el "solver" segregado, lo que puede ser debido a lo comentado anteriormente acerca del número de Mach en la rama lateral.



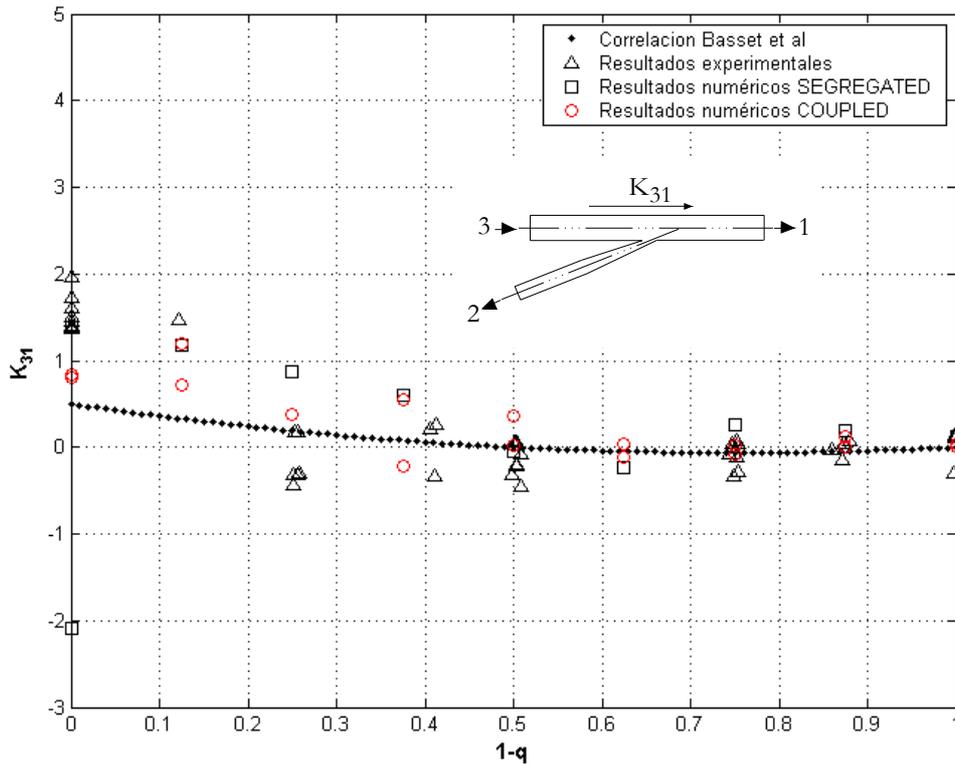
**Figura 7.58** Comparación del coeficiente de pérdidas de presión total con la correlación de  $K_{13}$  propuesta por Basset *et al.* para flujo incompresible. Unión de flujos C3.



**Figura 7.59** Comparación del coeficiente de pérdidas de presión total con la correlación de  $K_{23}$  propuesta por Basset *et al.* para flujo incompresible. Unión de flujos C3.

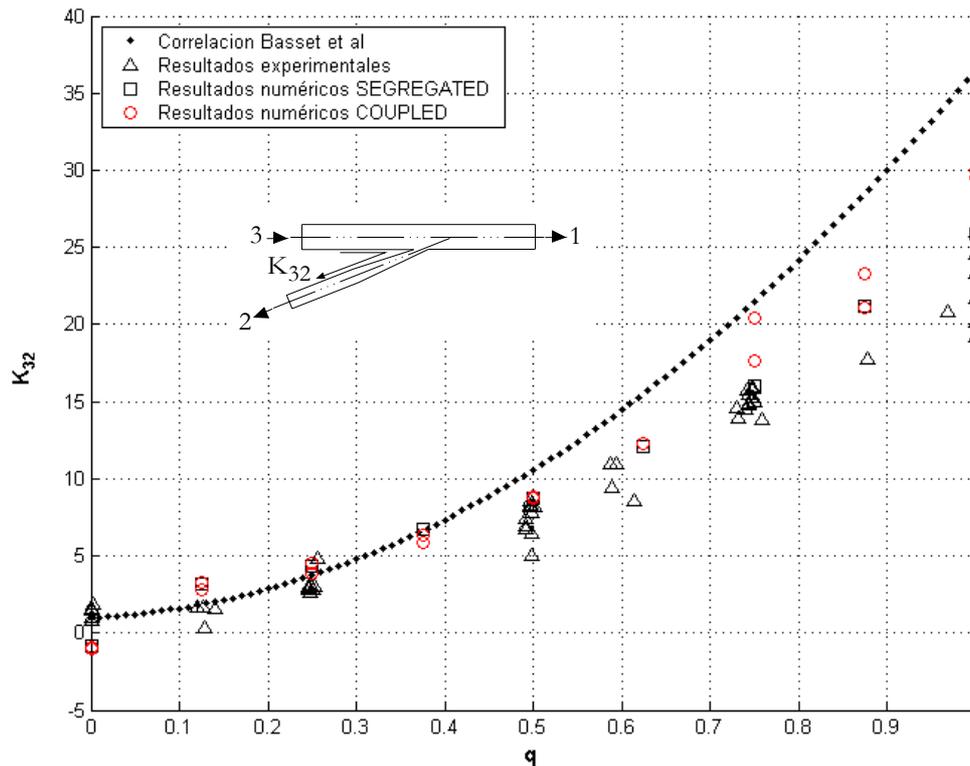
### 7.2.2.1.2 Coeficiente de pérdidas de presión total. Bifurcación de flujos D3

En la figura 7.60 se representa el coeficiente de pérdidas de presión total  $K_{31}$ . Se observa una buena coincidencia con la correlación de Basset *et al.*, excepto para los valores de  $1-q$  más bajos, donde las diferencias entre resultados experimentales, numéricos (obtenidos mediante ambos "solver") y la correlación son algo mayores. El valor del coeficiente se mantiene en valores muy bajos para este tipo de flujo.



**Figura 7.60** Comparación del coeficiente de pérdidas de presión total con la correlación de  $K_{31}$  propuesta por Basset *et al.* para flujo incompresible. Bifurcación de flujos D3.

En la figura 7.61 se ha representado el coeficiente  $K_{32}$ . Se observa una tendencia similar a la correlación de Basset *et al.*, aunque para las relaciones de gasto más altas el coeficiente obtenido experimentalmente es inferior al estimado. Este efecto es debido a que la sección de paso efectiva es realmente mayor que la considerada en la obtención de la correlación, sobre todo por los efectos de compresibilidad y también a que en la entrada de la rama lateral, como consecuencia del desprendimiento del flujo que se produce, el número de Mach local que se alcanza es bastante alto y deja de ser válida la hipótesis de flujo incompresible en la correlación de Basset *et al.* Los resultados numéricos también coinciden, en este caso, muy bien con los resultados experimentales aunque para las relaciones de gasto más altas el efecto de la compresibilidad se hace notar y los resultados obtenidos con el "solver" acoplado son ligeramente diferentes.



**Figura 7.61** Comparación del coeficiente de pérdidas de presión total con la correlación de  $K_{32}$  propuesta por Basset *et al.* para flujo incompresible. Bifurcación de flujos D3.

## 7.2.2.2 Comparación de resultados en flujo compresible

### 7.2.2.2.1 Unión de flujos C3

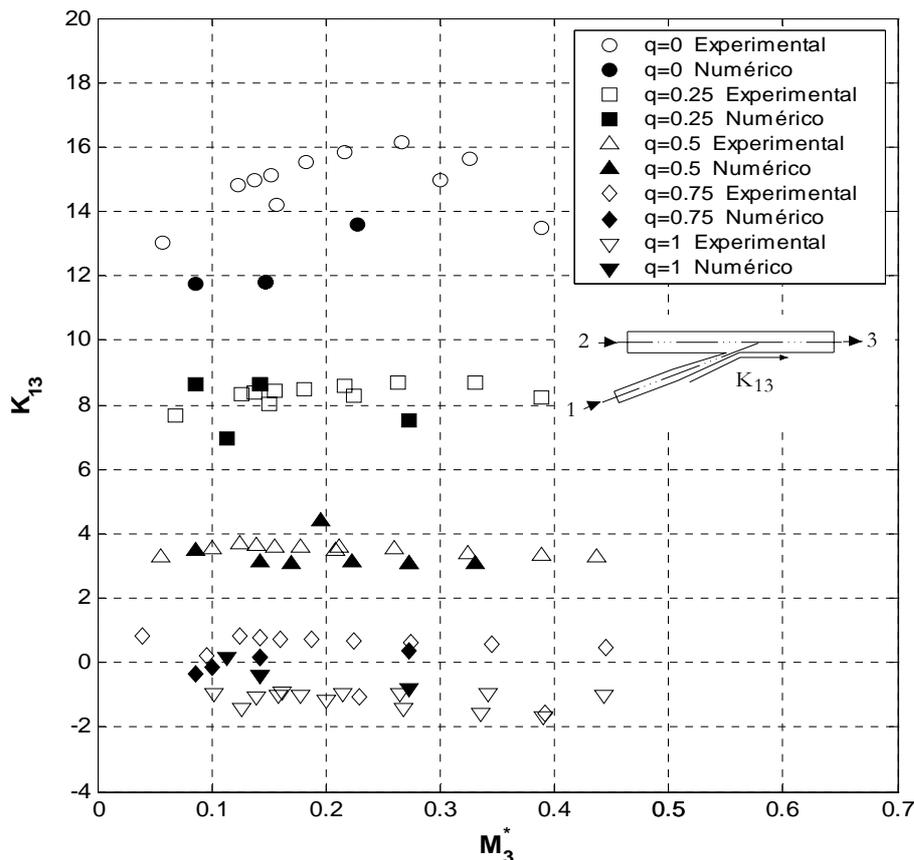
En este apartado se comparan los resultados numéricos y experimentales obtenidos utilizando la definición de coeficiente de pérdidas de presión de remanso para flujo compresible de Miller, ya que no existen datos publicados en la literatura abierta para ser contrastados.

En la figura 7.62 se han representado los valores del coeficiente de pérdidas  $K_{13}$  para diferentes relaciones de gasto másico entre ramas, tanto numérica como experimentalmente en el caso de unión de flujos C3. El número de Mach máximo alcanzable experimentalmente, en este tipo de flujo es 0.45, aproximadamente, aunque el número de Mach en la rama lateral en algunas de las relaciones de gastos másicos ensayadas puede alcanzar valores próximos a la unidad, y por lo tanto, provocar "bloqueo sónico".

En general, se observa como el coeficiente de pérdidas se mantiene prácticamente constante respecto al número de Mach extrapolado en la rama común

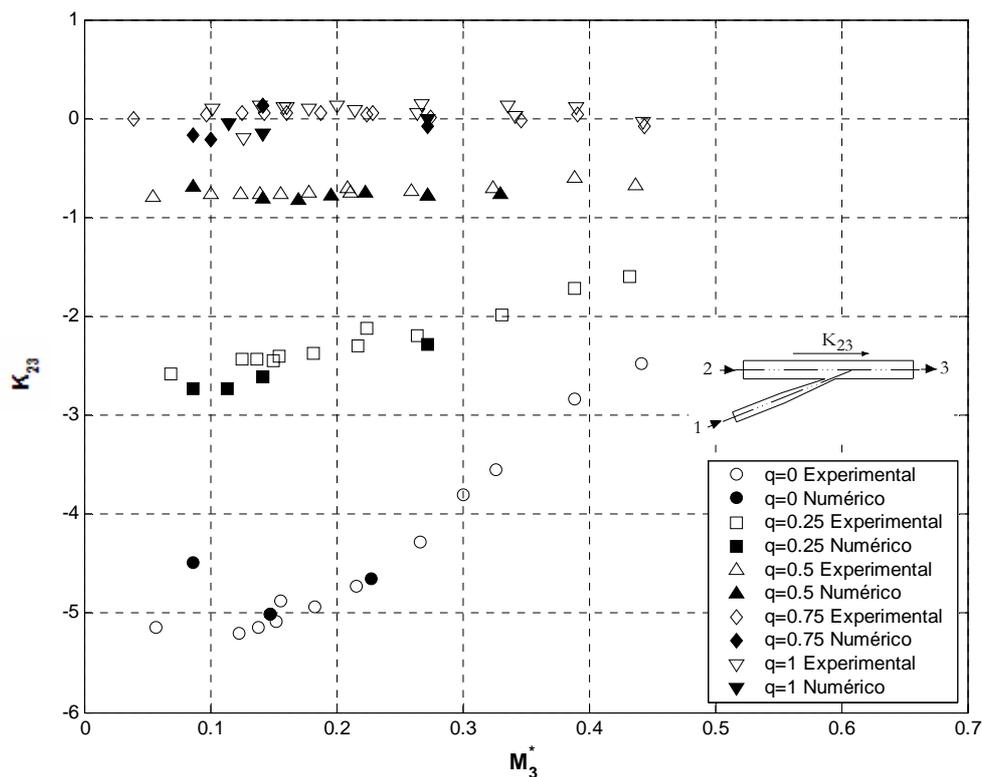
para cada relación de gasto, lo cual pone de manifiesto nuevamente la baja sensibilidad del coeficiente respecto de este parámetro. En este caso el coeficiente si que varía sustancialmente con la relación de gastos, pasando de un coeficiente del orden de 16 para  $q = 0$ , es decir, cuando todo el flujo llega a la rama común desde la rama lateral, hasta hacerse negativo para  $q = 1$ , es decir, cuando todo el flujo circula por la rama principal produce un efecto de succión en la rama lateral.

En la figura 7.63 se compara el coeficiente  $K_{23}$ , obtenido experimental y numéricamente, para las diferentes relaciones de gastos másicos estudiadas. Se observa como el coeficiente es prácticamente nulo para las relaciones de gasto  $q = 1$  y  $q = 0.75$ , ya que la presencia de la rama lateral o la entrada lateral de un gasto másico pequeño, en proporción no afecta de forma significativa al flujo principal. Sin embargo, para el resto de relaciones de gastos, el flujo que llega de la rama lateral produce un efecto de "arrastre" incrementando la presión de remanso en la rama principal aguas abajo de la unión y dando lugar a un coeficiente de pérdidas negativo.



**Figura 7.62** Comparación del coeficiente de pérdidas de Miller  $K_{13}$  experimental y numérico, para flujo compresible y diferentes relaciones de gastos másicos. Unión de flujos C3.

Se observa también para las relaciones de gasto  $q = 0.25$  y  $q = 0$ , que el coeficiente aumenta significativamente con el número de Mach, especialmente para  $q = 0$ , lo cual puede ser debido a que aunque el número de Mach en la rama común es relativamente bajo, el número de Mach en la rama lateral es mucho mayor, alcanzándose condiciones de bloqueo sónico. Así, en los ensayos experimentales al aumentar la presión estática de entrada a la rama lateral aumenta el gasto másico pero no la velocidad de salida ni tampoco el efecto de arrastre o succión, con lo que el efecto final sobre el coeficiente y debido a su propia definición es aumentar.



**Figura 7.63** Comparación del coeficiente de pérdidas de Miller  $K_{23}$  experimental y numérico, para flujo compresible y diferentes relaciones de gastos máxicos. Unión de flujos C3.

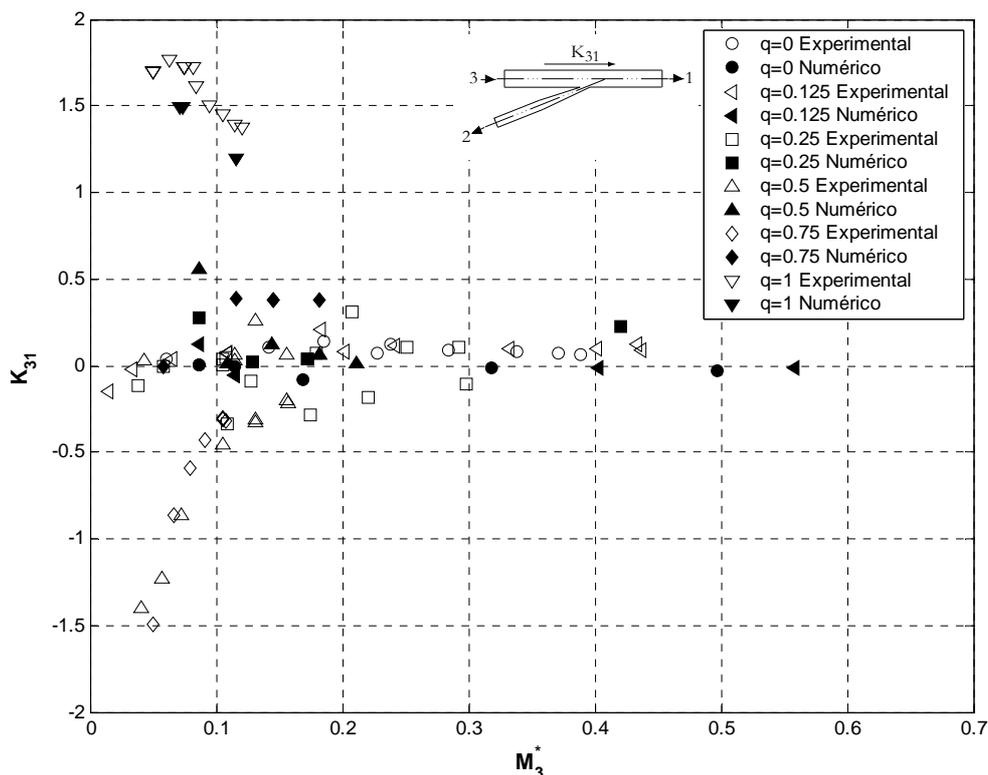
#### 7.2.2.2.2 Bifurcación de flujos D3

En la figura 7.64 se compara el coeficiente de pérdidas  $K_{31}$  para las diferentes relaciones de gastos máxicos estudiadas en el caso de bifurcación de flujos D3. En este caso el número de Mach máximo alcanzable para la rama común, que ahora es la rama de entrada "3", es también de 0.45, aproximadamente, que viene limitado por la capacidad del banco de flujo. Sin embargo, este valor es sólo alcanzable para la relación de gastos máxicos  $q = 0$ , ya que al aumentar la relación de gastos el número de Mach máximo alcanzable va disminuyendo hasta 0.12, aproximadamente, para el caso más restrictivo  $q = 1$ , es decir, cuando todo el flujo sale por la rama lateral. Esto es debido al desprendimiento del flujo en el cambio de dirección que da lugar a una sección de paso

efectiva muy reducida en la que se alcanzan valores del número de Mach locales del orden de la unidad, produciéndose nuevamente un efecto de bloqueo del flujo.

El valor del coeficiente  $K_{31}$  es un valor relativamente bajo en todos los casos excepto para  $q=1$ . En general, existe un grado aceptable de coincidencia entre los resultados numéricos y experimentales, aunque se observa una mayor dispersión en los resultados que en el resto de casos estudiados. Para las relaciones de gastos másicos  $q=0.75$  y  $q=0.5$  a bajos números de Mach los resultados difieren bastante, esto es debido a que el gasto másico es muy bajo y los valores del parámetro  $y^+$  son inferiores a los recomendados.

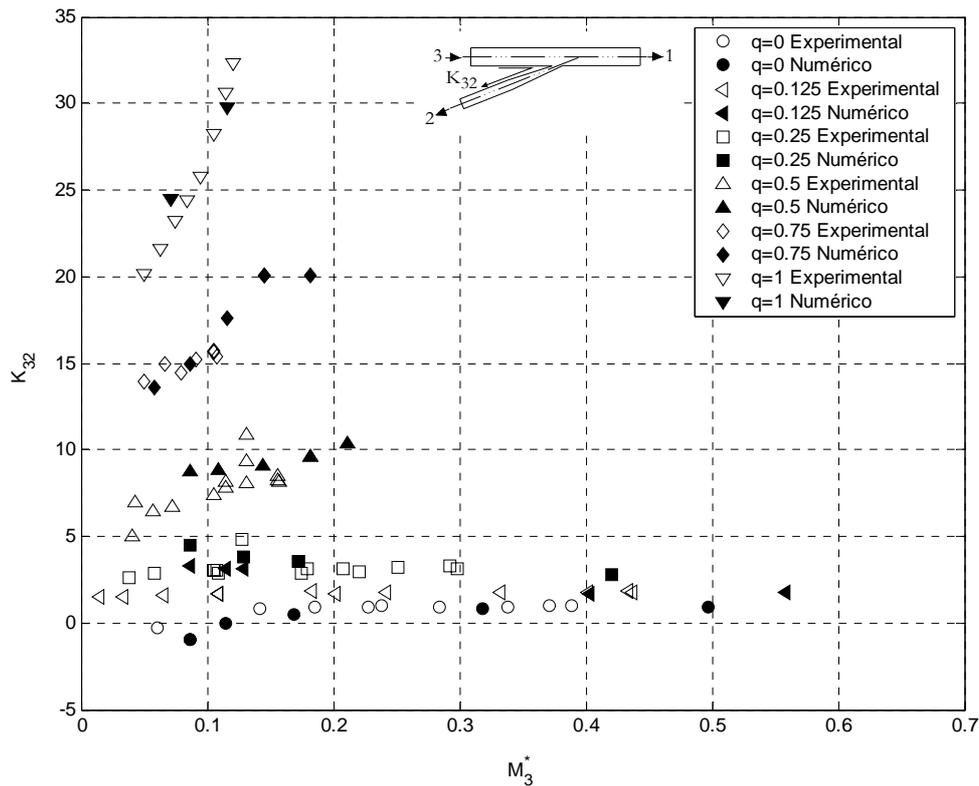
Por último, en la figura 7.65 se comparan los resultados numéricos y experimentales obtenidos para el coeficiente  $K_{32}$ . En este caso el coeficiente de pérdidas toma valores mucho más altos debido a la elevada pérdida energética que supone el desprendimiento y posterior readhesión del flujo en el cambio de dirección a la entrada de la rama lateral. Además, hay una clara separación de las series de datos correspondientes a cada relación de gastos másicos.



**Figura 7.64** Comparación del coeficiente de pérdidas de Miller  $K_{31}$  experimental y numérico, para flujo compresible y diferentes relaciones de gastos másicos. Bifurcación de flujos D3.

En este caso se observa una muy buena coincidencia entre los resultados numéricos y experimentales para todas las relaciones de gastos másicos. Para las relaciones  $q=0$  y  $q=0.125$ , el coeficiente toma valores similares y, además, se

mantiene constante con el número de Mach. Sin embargo, al aumentar la relación de gastos másicos, el coeficiente de pérdidas se incrementa con el número de Mach, especialmente para el caso  $q = 1$ . Esto es debido a un incremento real en las pérdidas mucho más alto que la diferencia entre la presión de remanso y la estática en la rama común, es decir, el denominador del coeficiente de pérdidas. Así, un pequeño incremento en el gasto másico de entrada produciría un fuerte incremento en la pérdida de presión de remanso del flujo.

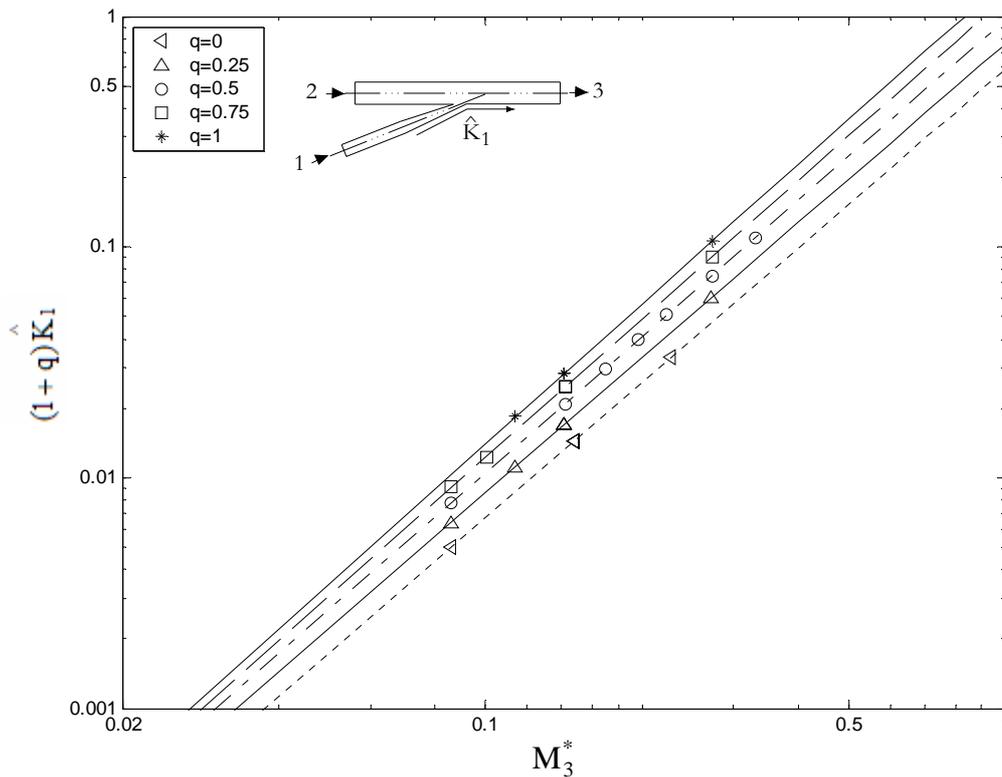


**Figura 7.65** Comparación del coeficiente de pérdidas de Miller  $K_{32}$  experimental y numérico, para flujo compresible y diferentes relaciones de gastos másicos. Bifurcación de flujos D3.

### 7.2.3 Correlaciones parciales para el nuevo coeficiente

#### 7.2.3.1 Unión de flujos C3

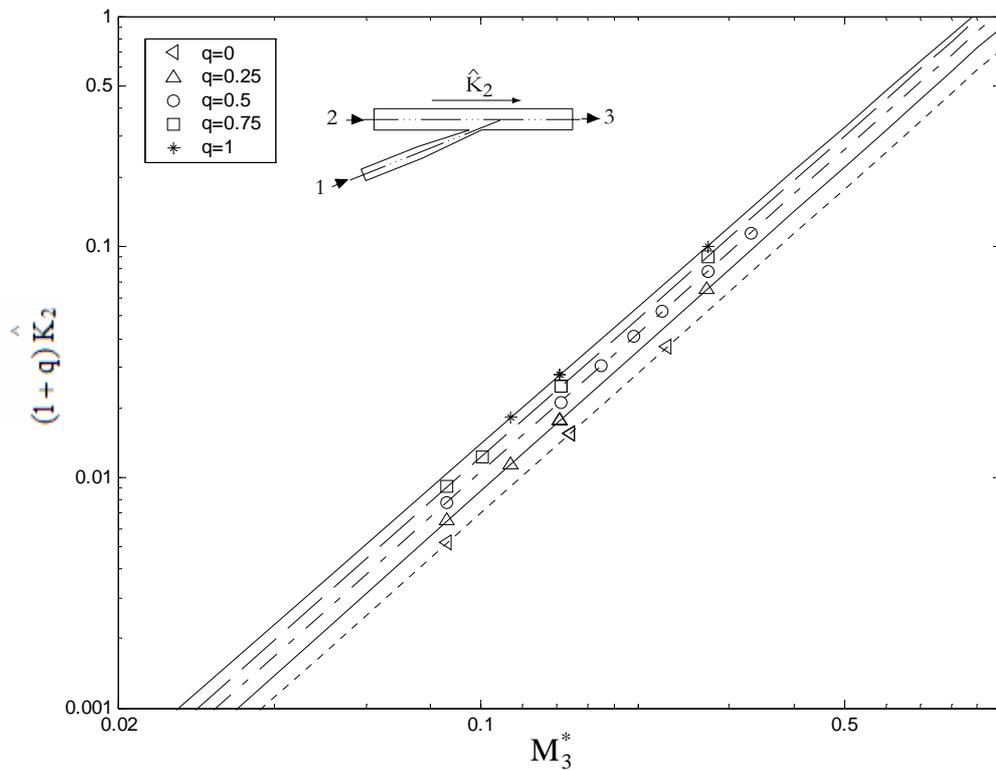
En las figuras 7.66 y 7.67 se han representado los valores de los coeficientes  $\hat{K}_1$  y  $\hat{K}_2$ , respectivamente, partiendo de los resultados numéricos en el caso de unión de flujos C3. Como puede observarse se obtiene una excelente correlación de tipo lineal con el número de Mach extrapolado en la rama común. La pendiente de cada una de las rectas depende de la relación de gastos entre ramas y ponen de manifiesto la mayor sensibilidad de esta nueva definición de coeficiente a los cambios en el número de Mach ( $M_3^*$ ). En las tablas 7.14 y 7.15 se incluyen las correlaciones obtenidas para cada relación de gasto y los coeficientes  $\hat{K}_1$  y  $\hat{K}_2$ , respectivamente.



**Figura 7.66** Coeficiente  $\hat{K}_1$  para diferentes valores de la relación de gastos máscicos. Resultados numéricos. Unión de flujos C3.

Relación de gastos másicos	Correlación numérica	Coefficiente de correlación
$q = 0$	$(1+q) \hat{K}_1 = 0.5908M_3^{*1.9443}$	$r^2 = 1$
$q = 0.25$	$(1+q) \hat{K}_1 = 0.7637M_3^{*1.9493}$	$r^2 = 1$
$q = 0.5$	$(1+q) \hat{K}_1 = 0.969M_3^{*1.9651}$	$r^2 = 1$
$q = 0.75$	$(1+q) \hat{K}_1 = 1.1988M_3^{*1.9903}$	$r^2 = 1$
$q = 1$	$(1+q) \hat{K}_1 = 1.4475M_3^{*2.0133}$	$r^2 = 1$

**Tabla 7.14** Correlaciones parciales numéricas para el coeficiente  $\hat{K}_1$ . Unión de flujos C3.



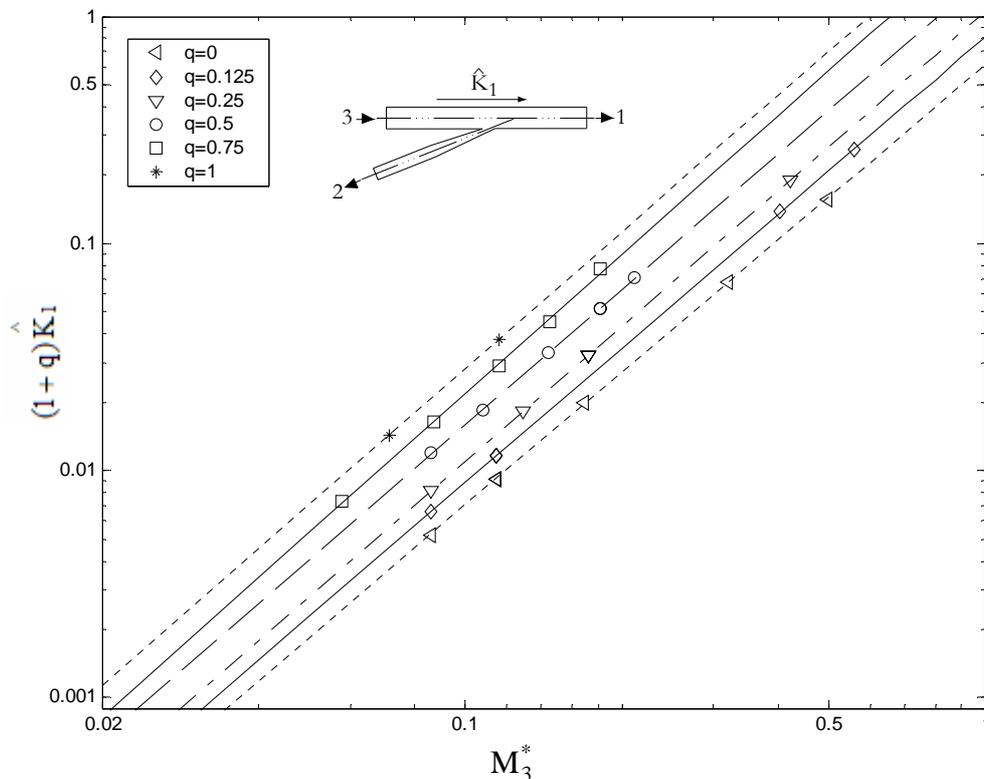
**Figura 7.67** Coeficiente  $\hat{K}_2$  para diferentes valores de la relación de gastos másicos. Resultados numéricos. Unión de flujos C3.

Relación de gastos máxicos	Correlación numérica	Coficiente de correlación
$q = 0$	$(1+q) \hat{K}_2 = 0.7195M_3^{*2.0096}$	$r^2 = 1$
$q = 0.25$	$(1+q) \hat{K}_2 = 0.8968M_3^{*2.0101}$	$r^2 = 1$
$q = 0.5$	$(1+q) \hat{K}_2 = 1.0602M_3^{*2.0033}$	$r^2 = 1$
$q = 0.75$	$(1+q) \hat{K}_2 = 1.2275M_3^{*2.0007}$	$r^2 = 1$
$q = 1$	$(1+q) \hat{K}_2 = 1.2944M_3^{*1.9654}$	$r^2 = 1$

**Tabla 7.15** Correlaciones parciales numéricas para el coeficiente  $\hat{K}_2$ .  
Unión de flujos C3.

### 7.2.3.2 Bifurcación de flujos D3

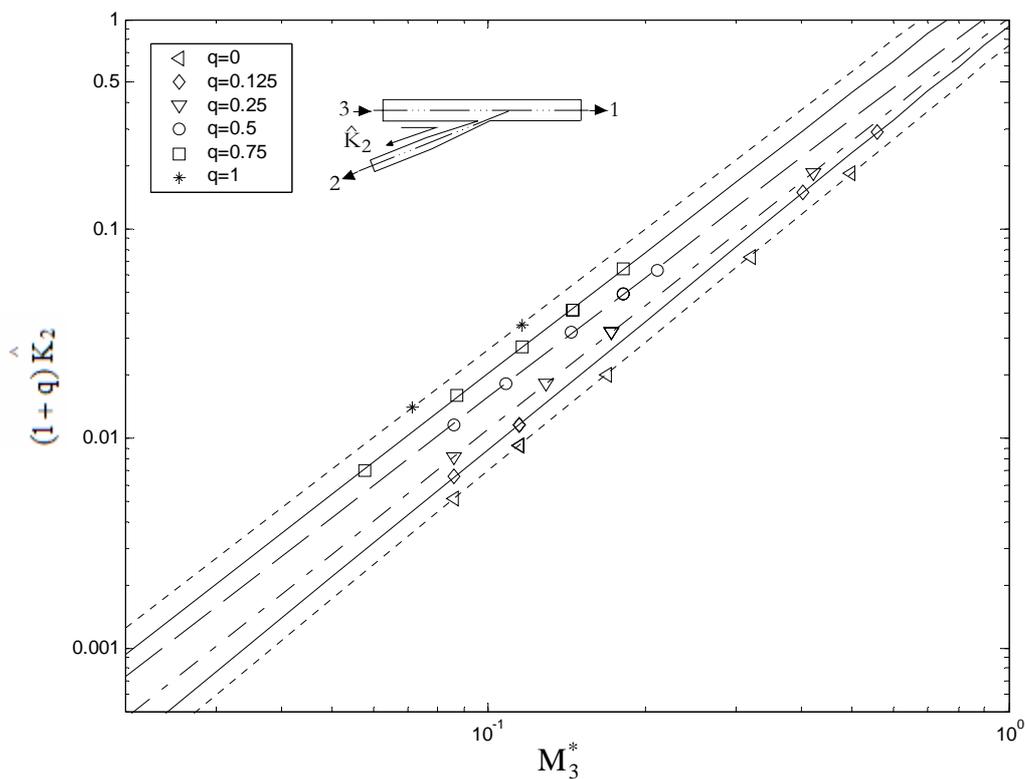
En la figura 7.68 se han representado los resultados numéricos para el coeficiente  $\hat{K}_1$  en el tipo de flujo D3. En la tabla 7.16 se muestran las correlaciones obtenidas para cada relación de gastos máxicos.



**Figura 7.68** Coeficiente  $\hat{K}_1$  para diferentes valores de la relación de gastos máxicos. Resultados numéricos. Bifurcación de flujos D3.

Relación de gastos másicos	Correlación numérica	Coefficiente de correlación
$q = 0$	$(1+q)\hat{K}_1 = 0.6144M_3^{*1.9399}$	$r^2 = 0.9999$
$q = 0.125$	$(1+q)\hat{K}_1 = 0.725M_3^{*1.9629}$	$r^2 = 1$
$q = 0.25$	$(1+q)\hat{K}_1 = 0.8436M_3^{*1.9828}$	$r^2 = 1$
$q = 0.5$	$(1+q)\hat{K}_1 = 1.0285M_3^{*1.988}$	$r^2 = 0.9999$
$q = 0.75$	$(1+q)\hat{K}_1 = 1.3585M_3^{*2.0362}$	$r^2 = 0.9987$
$q = 1$	$(1+q)\hat{K}_1 = 1.4106M_3^{*1.9995}$	$r^2 = 1$

**Tabla 7.16** Correlaciones parciales numéricas para el coeficiente  $\hat{K}_1$ . Bifurcación de flujos D3.



**Figura 7.69** Coeficiente  $\hat{K}_2$  para diferentes valores de la relación de gastos másicos. Resultados numéricos. Bifurcación de flujos D3.

En la figura 7.69 se han representado los resultados numéricos para el coeficiente  $\hat{K}_2$  en el tipo de flujo D3. En la tabla 7.17 se muestran las correlaciones obtenidas para cada relación de gastos másicos. En algunas relaciones de gastos másicos se han

obtenido únicamente dos puntos, esto puede ser insuficiente para definir una correlación de forma aislada, pero si que permite comprobar si las rectas son paralelas con el resto de relaciones. Por otro lado, dado que para las correlaciones globales se utilizan los puntos de todas las relaciones de gastos másicos y teniendo en cuenta el elevado tiempo de cálculo requerido, se ha considerado suficiente el número de casos simulados.

Relación de gastos másicos	Correlación numérica	Coefficiente de correlación
$q = 0$	$(1 + q) \hat{K}_2 = 0.7524M_3^{*2.0315}$	$r^2 = 1$
$q = 0.125$	$(1 + q) \hat{K}_2 = 0.8309M_3^{*2.0221}$	$r^2 = 1$
$q = 0.25$	$(1 + q) \hat{K}_2 = 0.8196M_3^{*1.9688}$	$r^2 = 1$
$q = 0.5$	$(1 + q) \hat{K}_2 = 0.8346M_3^{*1.9018}$	$r^2 = 0.9996$
$q = 0.75$	$(1 + q) \hat{K}_2 = 0.9653M_3^{*1.9175}$	$r^2 = 0.9994$
$q = 1$	$(1 + q) \hat{K}_2 = 1.0542M_3^{*1.8999}$	$r^2 = 1$

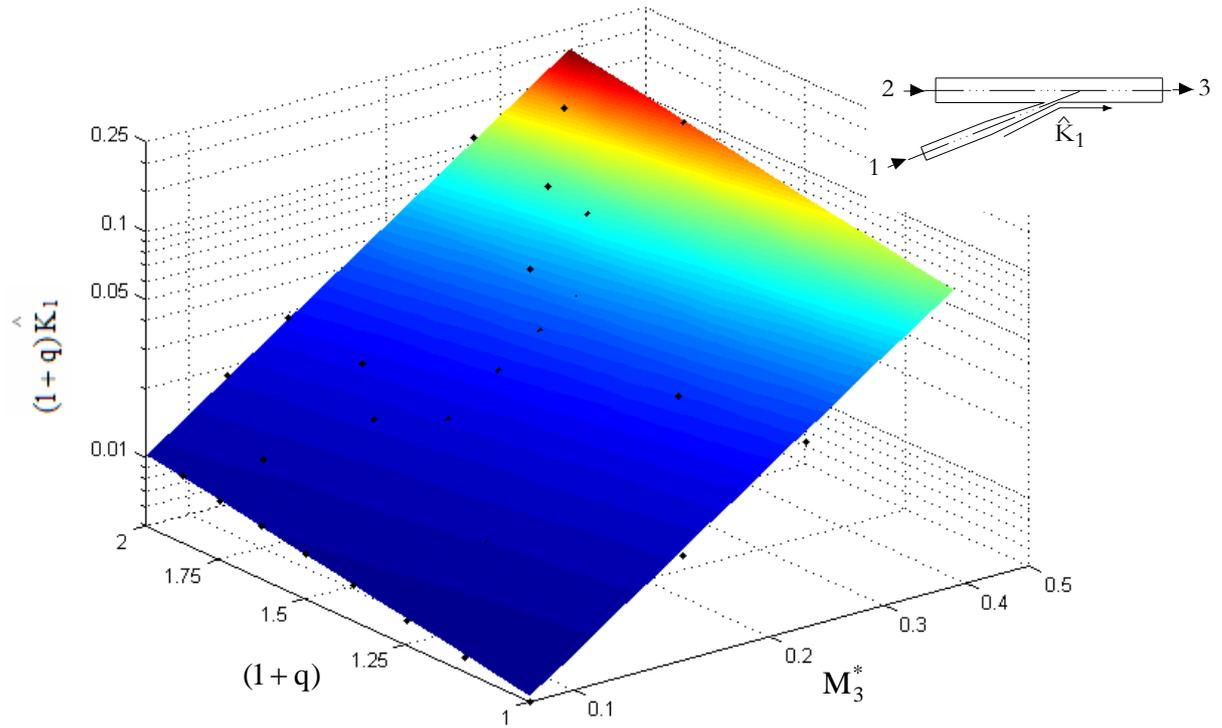
**Tabla 7.17** Correlaciones parciales numéricas para el coeficiente  $\hat{K}_2$ . Bifurcación de flujos D3.

#### 7.2.4 Correlaciones globales para el nuevo coeficiente

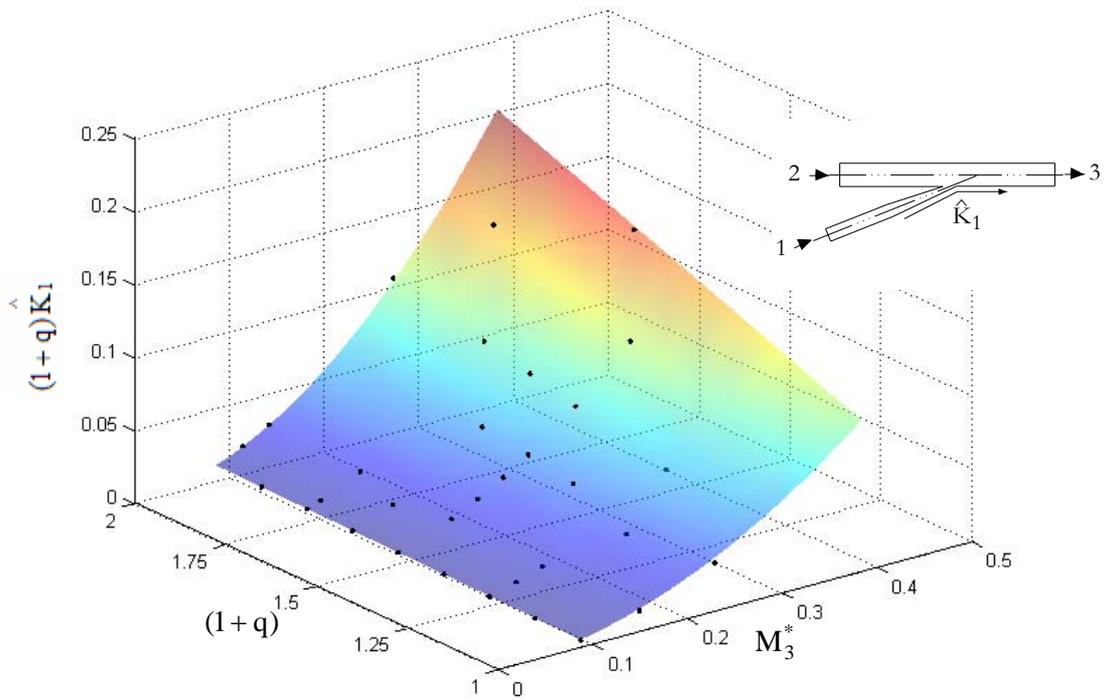
En este apartado se presentan los valores obtenidos para el nuevo coeficiente propuesto en función de la relación de gastos másicos y el número de Mach extrapolado para los dos tipos de flujo estudiados, así como las correlaciones globales obtenidas partiendo de los resultados numéricos.

##### 7.2.4.1 Unión de flujos C3

En la figura 7.70 se han representado el plano de regresión y los valores del coeficiente  $\hat{K}_1$  en escala triple-logarítmica. Como se puede observar los datos se alinean en rectas que forman un plano casi perfecto, al igual que sucedía en las uniones tipo "T" a 90°. Para este tipo de uniones se ha reducido el número de simulaciones para cada relación de gastos másicos entre ramas, y se ha aumentado el número de éstas con objeto de obtener una distribución más uniforme de los datos para que el ajuste por mínimos cuadrados sea óptimo.



**Figura 7.70** Plano de regresión y datos del coeficiente  $\hat{K}_1$  en escala triple-logarítmica. Resultados numéricos para la unión direccional. Unión de flujos C3.



**Figura 7.71** Superficie de regresión y datos del coeficiente  $\hat{K}_1$  en escala lineal. Resultados numéricos para la unión direccional. Unión de flujos C3.

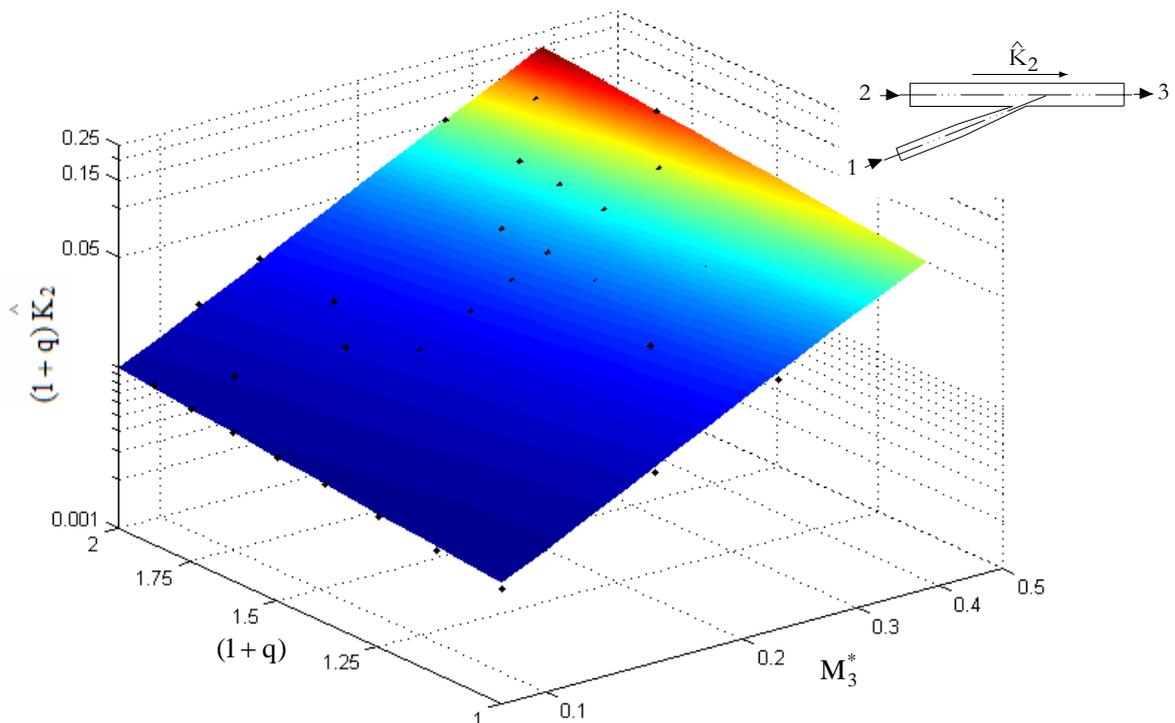
En la figura 7.71 se representa la misma información que en la figura 7.70 pero en escala lineal, pudiendo observarse la superficie correspondiente al plano de regresión y como se ajusta a la nube de puntos de los valores del coeficiente.

En la tabla 7.18 se muestran las correlaciones obtenidas para ambos coeficientes.

Coeficiente global de enlace	Correlación numérica	Coeficiente de correlación
$\hat{K}_1$	$\hat{K}_1 = 0.7073M_3^{*1.9974}(1+q)^{-0.0355}$	$r^2 = 1.0000$
$\hat{K}_2$	$\hat{K}_2 = 0.7873M_3^{*2.0152}(1+q)^{-0.174}$	$r^2 = 1.0000$

**Tabla 7.18** Correlaciones globales obtenidas a partir de los resultados numéricos para la unión direccional. Unión de flujos C3.

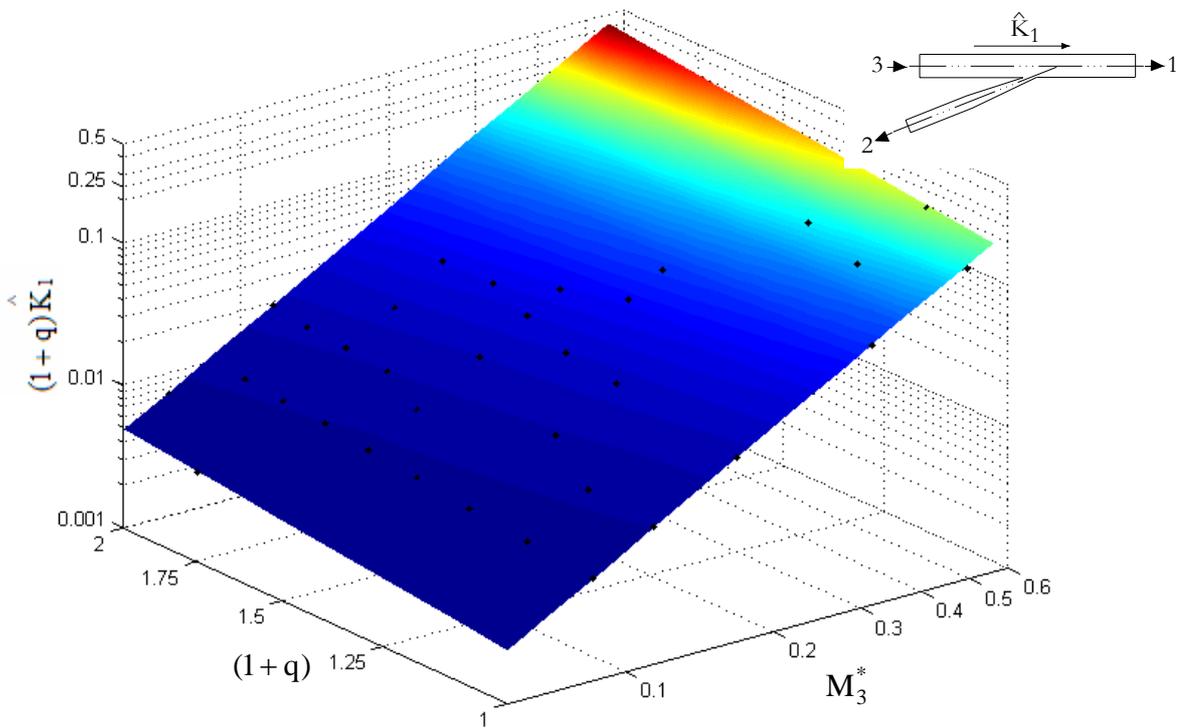
En la figura 7.72 se representa el plano de regresión y los valores del coeficiente  $\hat{K}_2$  en escala triple-logarítmica.



**Figura 7.72** Plano de regresión y datos del coeficiente  $\hat{K}_2$  en escala triple-logarítmica. Resultados numéricos para la unión direccional. Unión de flujos C3.

### 7.2.4.2 Bifurcación de flujos D3

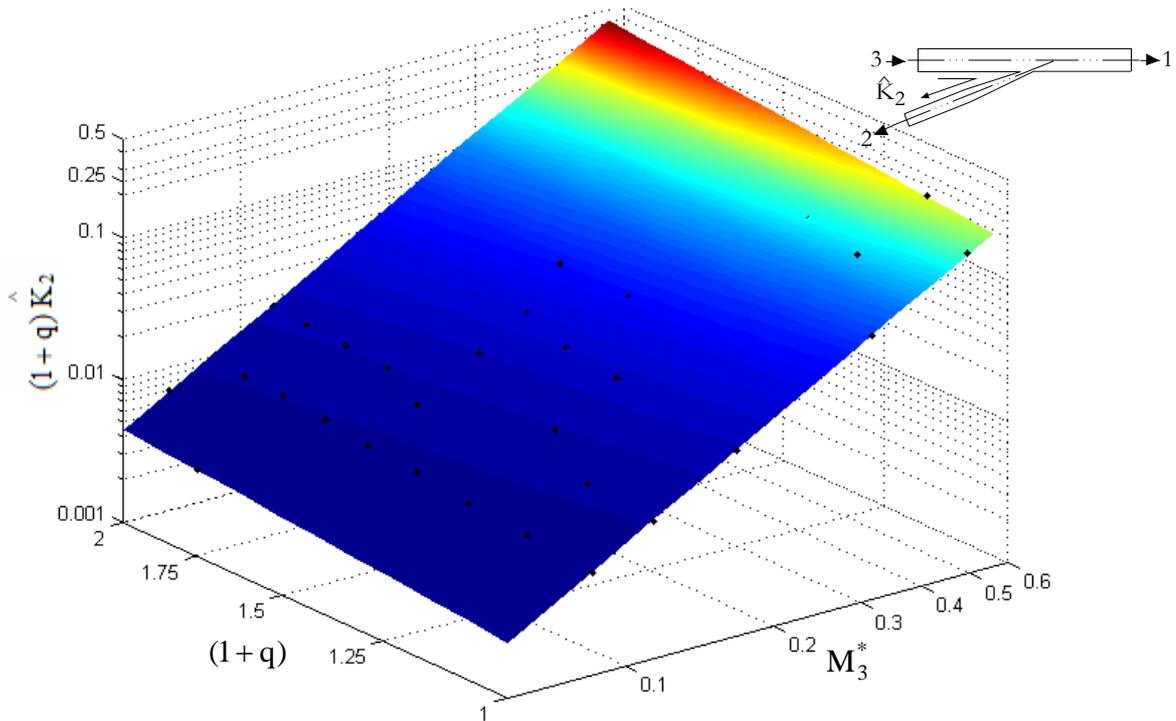
Se incluyen en este apartado, figuras 7.73 y 7.74, las series de datos y el plano de correlación para el caso de bifurcación de flujos D3 de los coeficientes  $\hat{K}_1$  y  $\hat{K}_2$ , respectivamente, obtenidos a partir de los resultados numéricos. En la tabla 7.19 se muestran las correlaciones obtenidas para ambos coeficientes. Se observa, igual que en los casos anteriormente analizados, que la relación entre el nuevo coeficiente propuesto y el número de Mach extrapolado, para cada relación de gastos másicos, es perfectamente lineal en ejes logarítmicos, definiendo también sendos planos de regresión con coeficientes de correlación uno, cuando se representan en escala triple-logarítmica.



**Figura 7.73** Plano de regresión y datos del coeficiente  $\hat{K}_1$  en escala triple-logarítmica. Resultados numéricos para la unión direccional. Bifurcación de flujos D3.

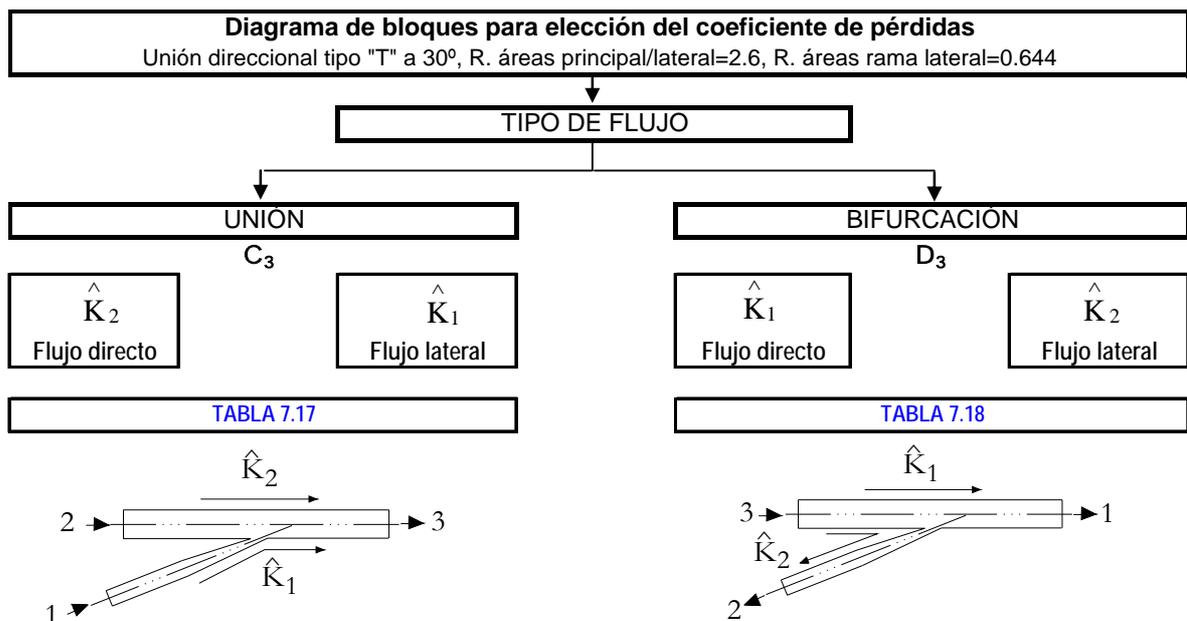
Coefficiente global de enlace	Correlación numérica	Coefficiente de correlación
$\hat{K}_1$	$\hat{K}_1 = 0.6550M_3^{*1.9752}(1+q)^{0.0484}$	$r^2 = 1.0000$
$\hat{K}_2$	$\hat{K}_2 = 0.7193M_3^{*2.0011}(1+q)^{-0.1089}$	$r^2 = 1.0000$

**Tabla 7.19** Correlaciones obtenidas a partir de los resultados numéricos para la unión direccional. Bifurcación de flujos D3.



**Figura 7.74** Plano de regresión y datos del coeficiente  $\hat{K}_2$  en escala triple-logarítmica. Resultados numéricos para la unión direccional. Bifurcación de flujos D3.

En la figura 7.75 se ha representado un diagrama de bloques a modo de resumen para ordenar las correlaciones obtenidas del nuevo coeficiente de enlace para los dos tipos de flujo estudiados en la unión direccional.



**Figura 7.75** Diagrama de bloques para elección del coeficiente de enlace, según el tipo de flujo. Unión direccional a 30°.

### 7.3 ESTRUCTURA INTERNA DEL FLUJO

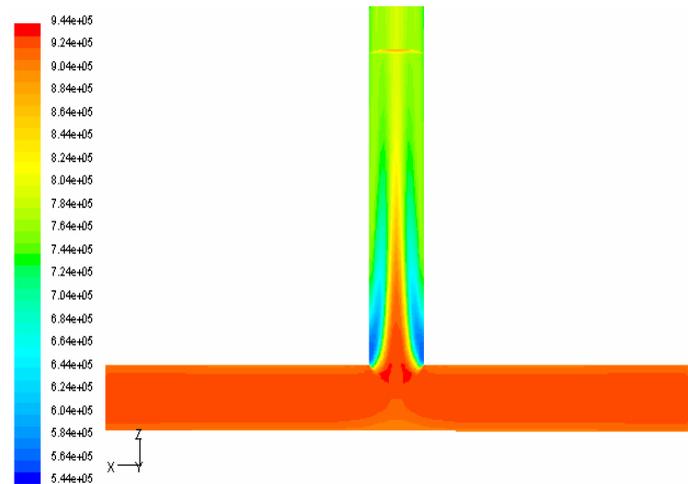
Una de las ventajas de la simulación numérica es la gran cantidad de información que proporciona acerca de la estructura interna del flujo. En flujo compresible, el análisis detallado de los campos de presión de remanso, número de Mach y energía cinética turbulenta entre otros, permite conocer en profundidad el comportamiento del flujo. Se puede obtener información cualitativa y cuantitativa acerca del tamaño de las regiones de flujo separado, distancias requeridas para que se alcance la condición de flujo desarrollado, posible existencia de zonas en las que el número de Mach local alcanza la condición sónica y, por lo tanto, el flujo real estará bloqueado. También, la representación de las zonas de generación de energía cinética turbulenta, como consecuencia del gradiente de velocidades medias y su cuantificación, permite identificar el origen de las pérdidas que se producen, bien debido a la interacción entre flujos con diferente cantidad de movimiento, o bien, al gradiente de velocidad en las regiones de flujo desprendido.

#### 7.3.1 Unión tipo "T" a 90°

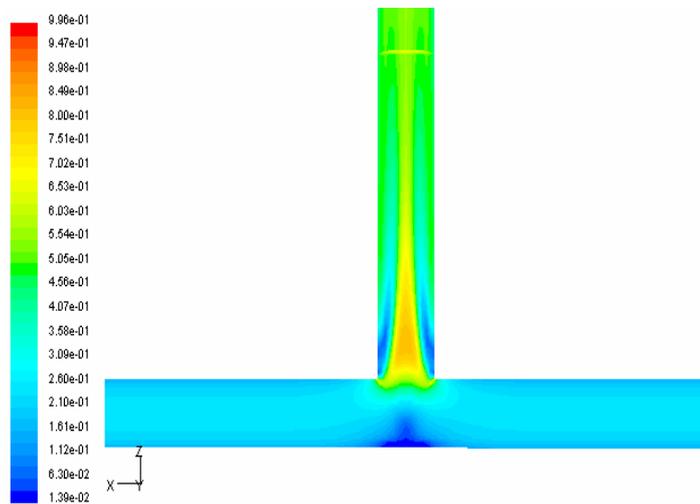
En los casos de unión de flujos el número de Mach máximo que se puede alcanzar está limitado por dos factores como se comentó en apartados anteriores. El desprendimiento del flujo que se produce en la entrada de la rama común, que reduce la sección efectiva de paso del flujo, y el aumento del número de Mach en la rama de salida, debido a la fricción viscosa. En la figura 7.76 se han representado los isocontornos de presión de remanso, número de Mach, y energía cinética turbulenta para el flujo tipo C2 relación de gastos  $q = 0.5$ , en el plano de simetría de la unión. El campo de presiones de remanso permite observar la zona donde el flujo se desprende debido al cambio de dirección y a la formación de dos volúmenes de recirculación y baja velocidades en los laterales del núcleo del flujo, donde se alcanzan números de Mach locales muy altos.

Los isocontornos de energía cinética turbulenta permiten identificar una zona de generación de turbulencia en la zona de impacto de los dos chorros laterales, justo en la entrada de la rama común, y otra de mayor tamaño que se prolonga una distancia aguas abajo de la unión del orden de  $10D$ , debido al elevado gradiente de velocidades medias entre el núcleo del flujo y los dos volúmenes laterales de baja velocidad.

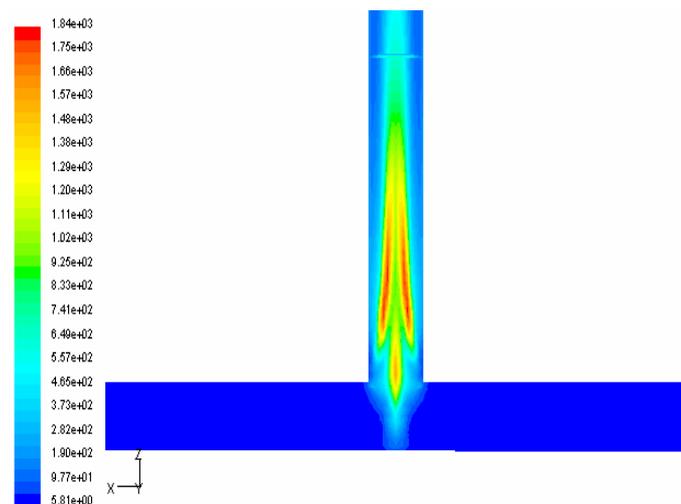
En la figura 7.77 se han representado los isocontornos del número de Mach, en secciones transversales de la rama común, a diferentes distancias de la unión. En esta figura se puede observar la evolución y el cambio de forma que experimentan las zonas de flujo separado debido a los efectos de compresibilidad. Inicialmente, estas regiones tienen forma de elipsoide y se encuentran adheridas a la pared del conducto. Con la distancia evolucionan y presentan una sección transversal circular debido a que la zona más próxima a la pared es ocupada por el fluido, como consecuencia del flujo secundario que se induce debido al gradiente de presiones.



a)

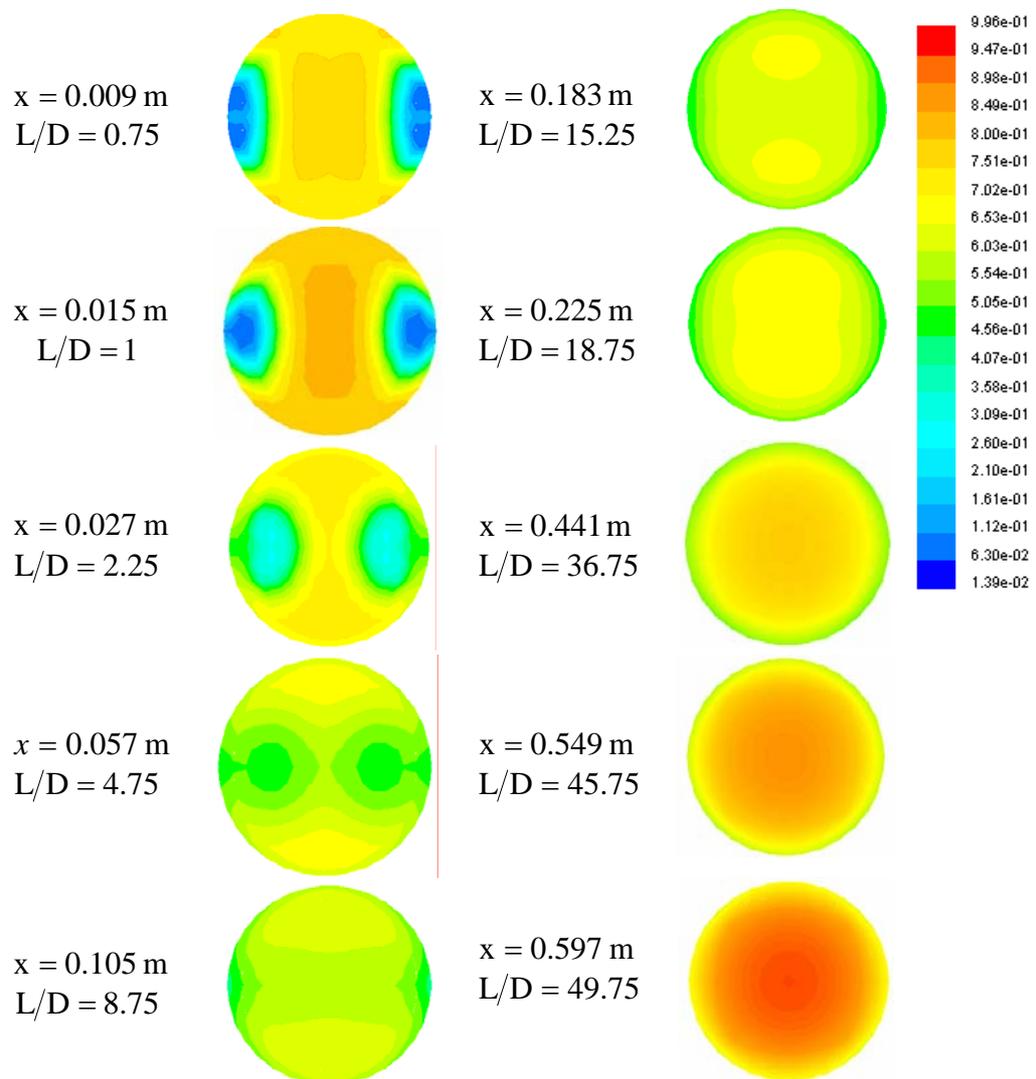


b)



c)

**Figura 7.76** Isocontornos de: a) presión de remanso, b) número de Mach y c) energía cinética turbulenta para el flujo tipo C2,  $q = 0.5$  y  $G_3 = 0.088$  kg/s.



**Figura 7.77** Isocontornos del número de Mach en la sección transversal de la rama común de salida a diferentes distancias de la unión, para el flujo tipo C2 ,  $q = 0.5$  y  $G_3 = 0.088 \text{ kg/s}$ .

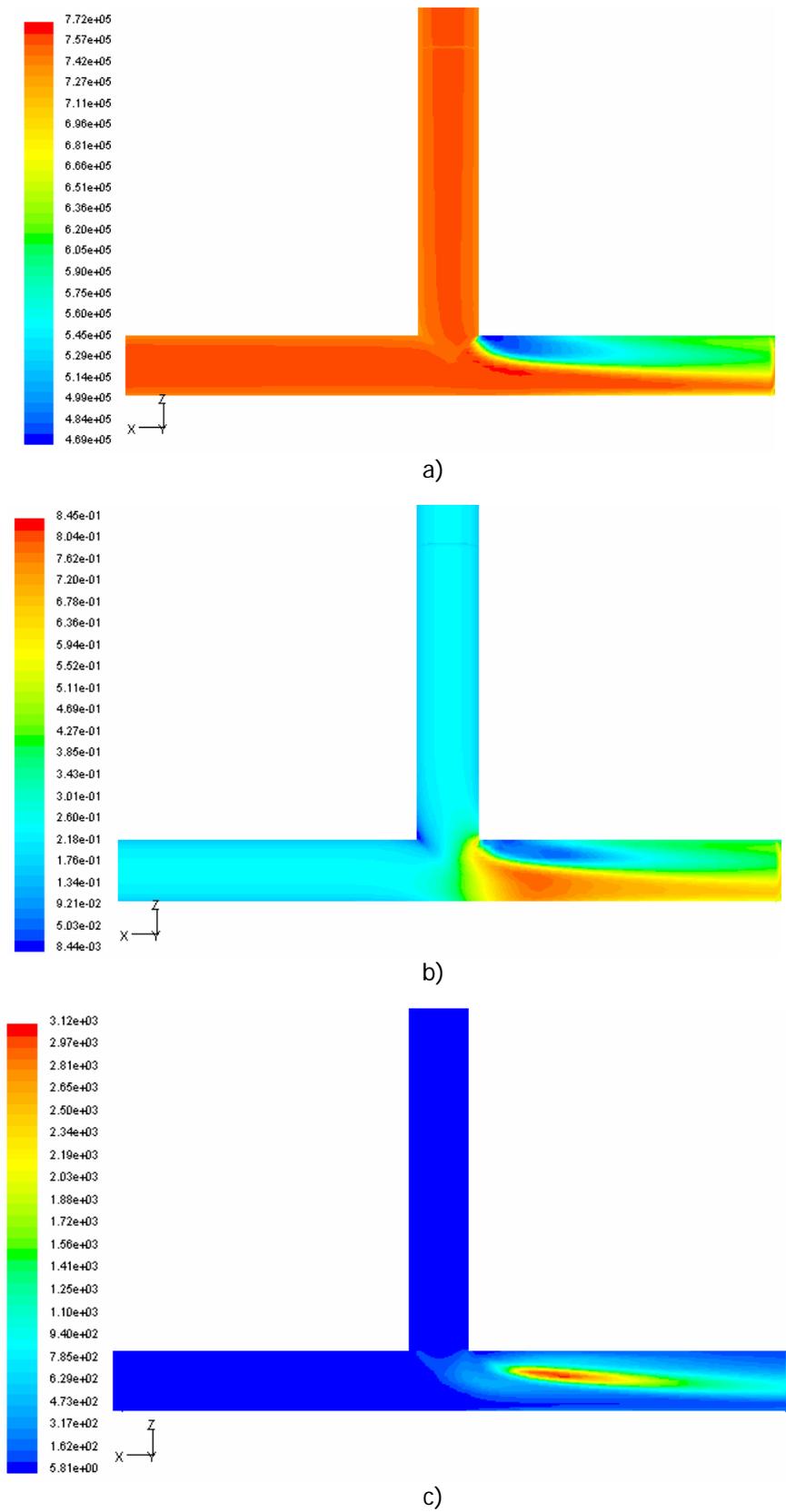
Para una distancia aproximada de  $10D$  el flujo parece bastante uniforme, pero se siguen produciendo cambios y para una distancia del orden de  $15D$  el núcleo central del flujo presenta dos zonas separadas entre sí de mayor velocidad, que se unen lentamente hasta alcanzar la condición de flujo totalmente desarrollado, para una distancia del orden de  $40D$ . Los efectos de la fricción viscosa hacen que el número de Mach continúe aumentando aunque el coeficiente de fricción se mantiene prácticamente constante.

En la figura 7.78 se han representado los campos de presión de remanso, número de Mach y energía cinética turbulenta para el flujo tipo C1 y  $q = 0.5$ . Se observa, igual que en el caso anterior, una zona de flujo desprendido en la pared interna de entrada de la rama común debido a que el flujo procedente de la rama lateral, por inercia, se separa

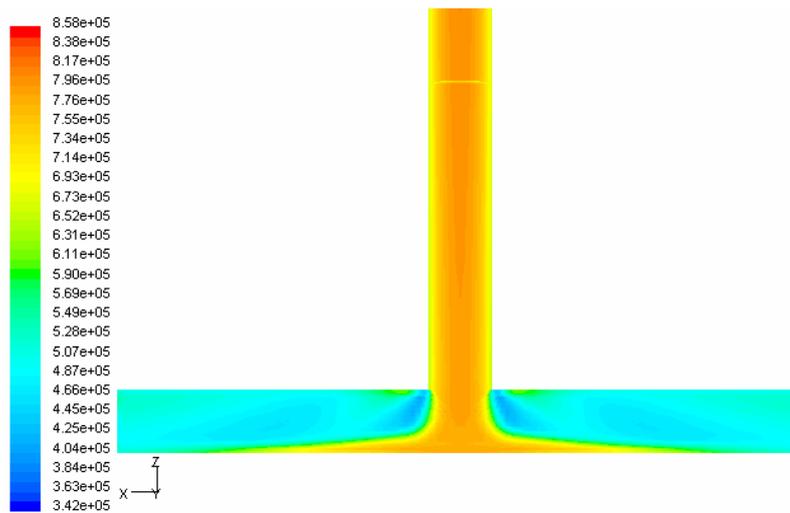
y desplaza a su vez al flujo de la rama principal contra la pared externa de la rama común, generando una zona de alta velocidad. La generación de energía cinética turbulenta, es mucho más intensa debida al gradiente de velocidades medias entre el flujo principal y la región de flujo desprendido, que por efecto de la fricción con la pared.

En la figura 7.79 se analiza el flujo tipo D2 y  $q = 0.5$ . En este caso todo el fluido llega por la rama lateral y entra en la rama principal impactando contra la pared interna de ésta, dando lugar a una gran zona de remanso. El flujo se expansiona rápidamente y adquiere una gran verticidad, requiriéndose una gran distancia aguas abajo para alcanzar la condición de flujo desarrollado, tal y como se puede observar de forma más detallada en la figura 7.80. El desprendimiento del flujo al entrar en el conducto principal genera dos grandes vórtices que producen el bloqueo parcial del conducto. Asimismo, la zona de impacto en la pared interna de la rama principal y las capas de mezcla laterales son las regiones de mayor producción de energía cinética turbulenta y, por lo tanto, la principal causa de las pérdidas originadas en el flujo.

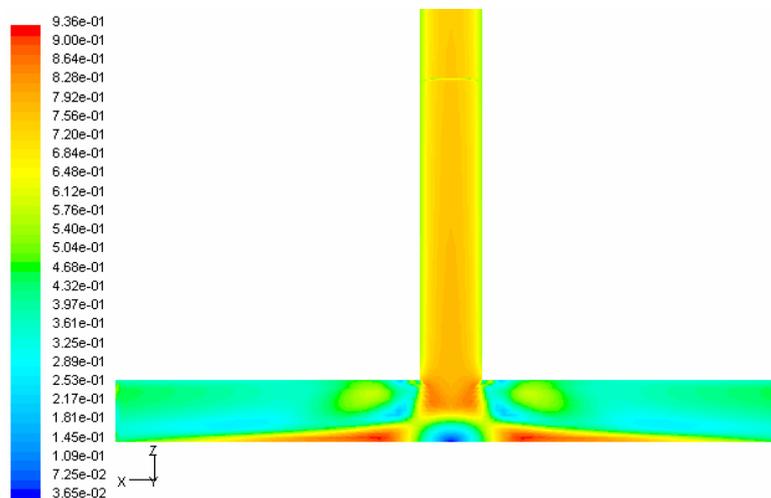
En la figura 7.80 se han representado los isocontornos del número de Mach en una de las ramas de salida a diferentes distancias de la unión. Inicialmente, la sección transversal de la región de flujo separado es de gran tamaño y se encuentra separada en dos partes. Para una distancia de  $1.25D$  el vórtice generado es más compacto y el flujo en la proximidad de la pared interna del conducto principal alcanza la condición sónica.



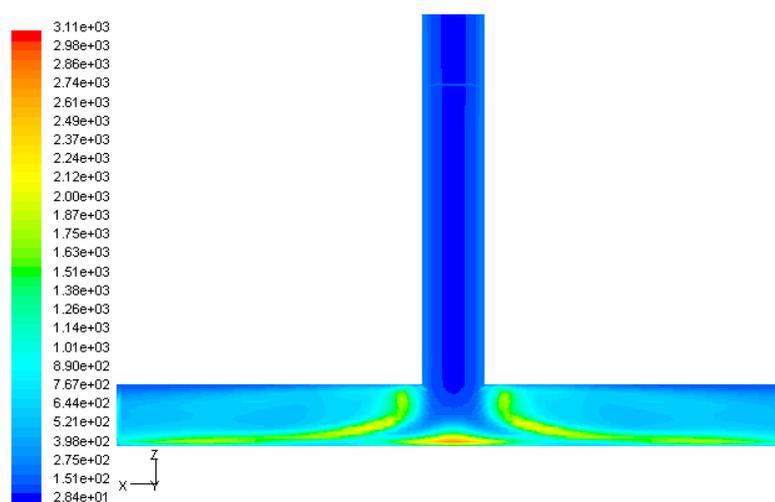
**Figura 7.78** Isocontornos de: a) presión de remanso, b) número de Mach y c) energía cinética turbulenta para el flujo tipo C1,  $q = 0.5$  y  $G_3 = 0.144$  kg/s.



a)

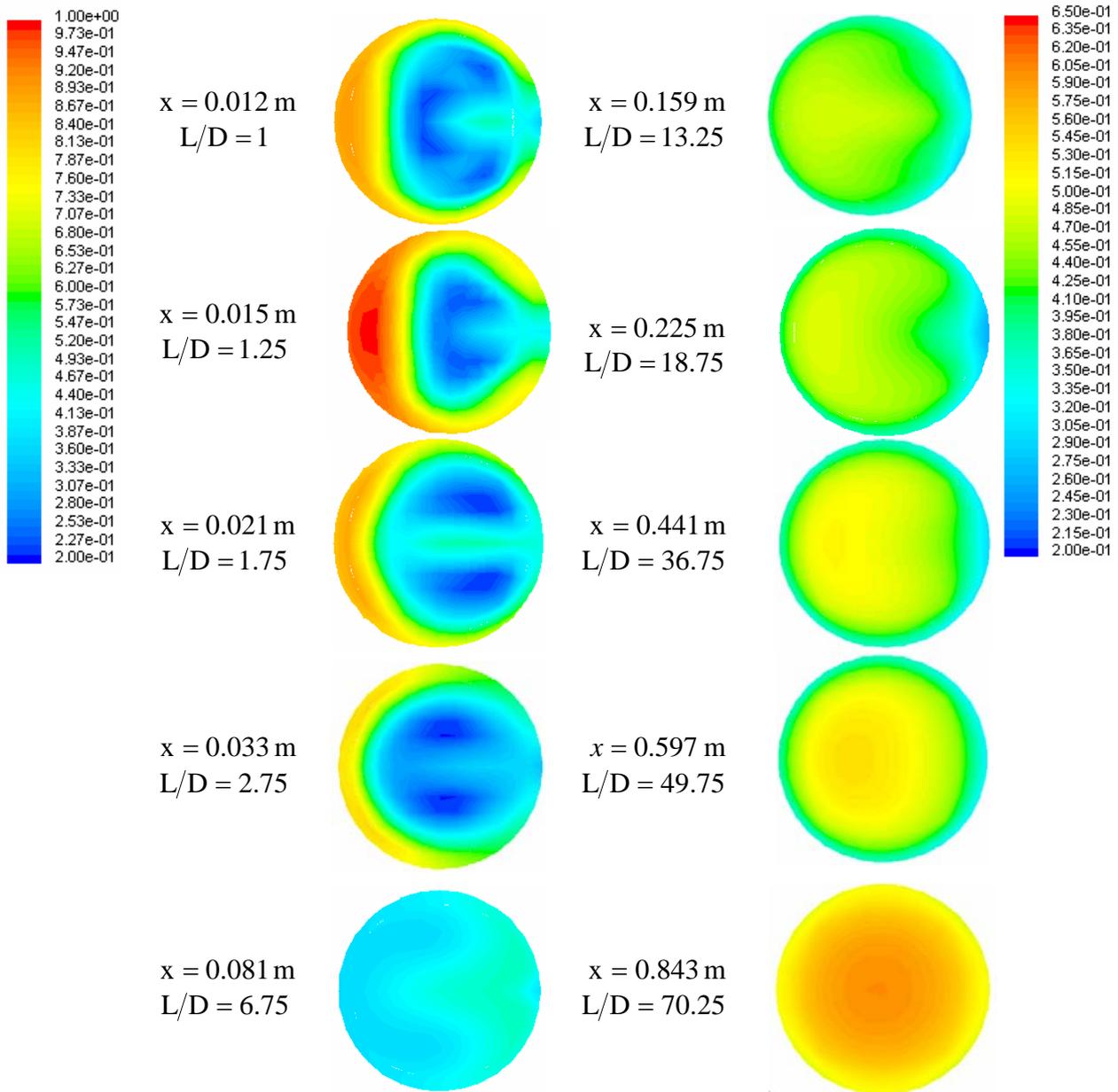


b)



c)

**Figura 7.79** Isocontornos de: a) presión de remanso, b) número de Mach y c) energía cinética turbulenta para el flujo tipo D2,  $q = 0.5$  y  $G_3 = 0.176$  kg/s.



**Figura 7.80** Isocontornos del número de Mach en la sección transversal de la rama de salida a diferentes distancias de la unión, para el flujo tipo D2 ,  $q = 0.5$  y  $G_3 = 0.176$  kg/s.

Al mismo tiempo, se genera un flujo secundario debido al gradiente transversal de presión que uniformiza rápidamente las propiedades en la sección transversal, tal y como se aprecia para distancias del orden de  $7D$  . Sin embargo, como puede apreciarse, incluso para distancias del orden de  $40$  ó  $50D$  , el flujo no está totalmente desarrollado. Para apreciar el gradiente transversal de velocidad, es preciso utilizar una escala diferente ya que al tratarse de un caso de bifurcación de flujos, el gasto másico se divide y, en consecuencia, el número de Mach disminuye notablemente para luego aumentar de forma paulatina debido al efecto de la fricción viscosa.

Como se indicó en apartados anteriores, los casos de bifurcación de flujos requieren una mayor longitud para conseguir condiciones de flujo desarrollado y obtener, por lo tanto, un coeficiente de fricción constante. Para el caso representado en la figura 7.80 se requiere una distancia superior a  $70D$  para alcanzar estas condiciones.

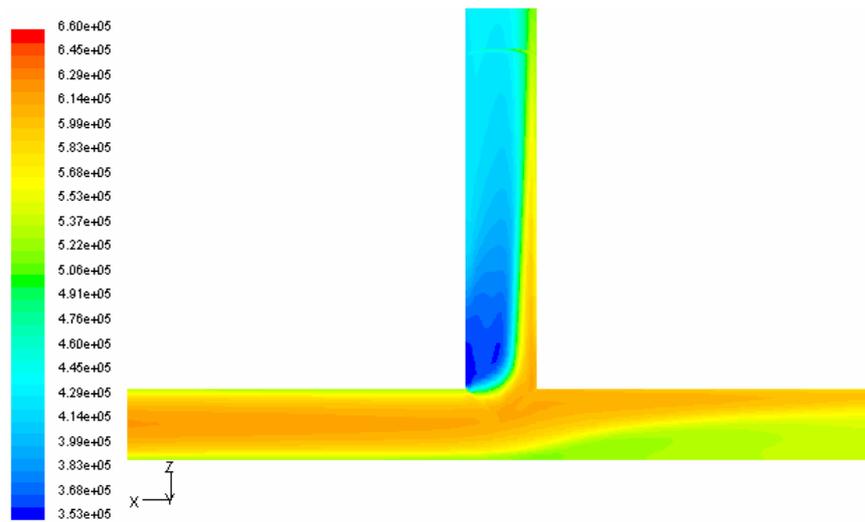
En la figura 7.81 se han representado los isocontornos de presión de remanso, número de Mach y energía cinética turbulenta para el flujo tipo D1 y  $q = 0.5$ . Se observa como al dividirse el flujo entre la rama lateral y la principal se produce el impacto del flujo sobre la arista de intersección de ambas, dando lugar a una región de baja velocidad. El flujo que entra en la rama lateral se desprende de la pared izquierda y da lugar a una región de elevado número de Mach en la pared derecha. Por su parte, el flujo en la rama principal se desvía y produce un perfil de velocidades asimétrico que se irá desarrollando lentamente. La producción de energía cinética turbulenta es mucho mayor en la rama lateral que en la principal, lo que conlleva unas pérdidas mayores para este flujo. Para la rama principal también se observa, claramente, la capa de mezcla que se produce al desviarse el flujo como consecuencia de la bifurcación.

### 7.3.2 Unión direccional a $30^\circ$

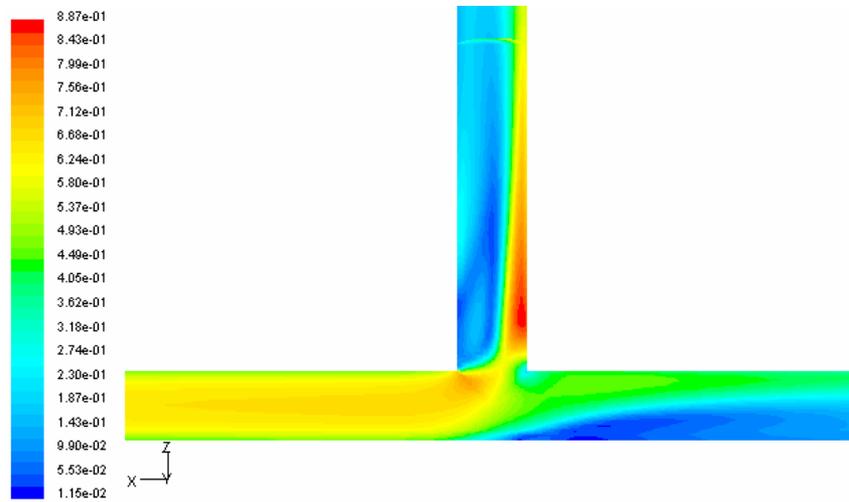
En las figuras 7.82 y 7.83 se han representado los isocontornos del número de Mach en diferentes secciones de la rama lateral para la unión direccional simulada, para los flujos tipo C3 con  $q = 0.5$  y D3 con  $q = 1$ , respectivamente.

En la figura 7.82 se ha representado el número de Mach para el caso de unión de flujos C3. En la unión direccional, la sección de la rama lateral es menor que la de la rama principal y el origen del sistema de coordenadas se ha fijado en el punto de intersección de los ejes de cada uno de los conductos. Así, para la primera sección transversal de representada, correspondiente a  $L/D = 0$ , ya se puede observar que el núcleo central del flujo tiene mayor velocidad y se corresponde con el flujo que proviene de la rama lateral, que es rodeado por el flujo más lento de la rama principal. Debido al ángulo que forma la rama lateral y a la inercia del flujo, este núcleo a mayor velocidad se va desplazando hacia la pared del conducto principal, hasta impactar a una distancia aproximada de  $1.5D$  a la vez que se homogeniza transversalmente.

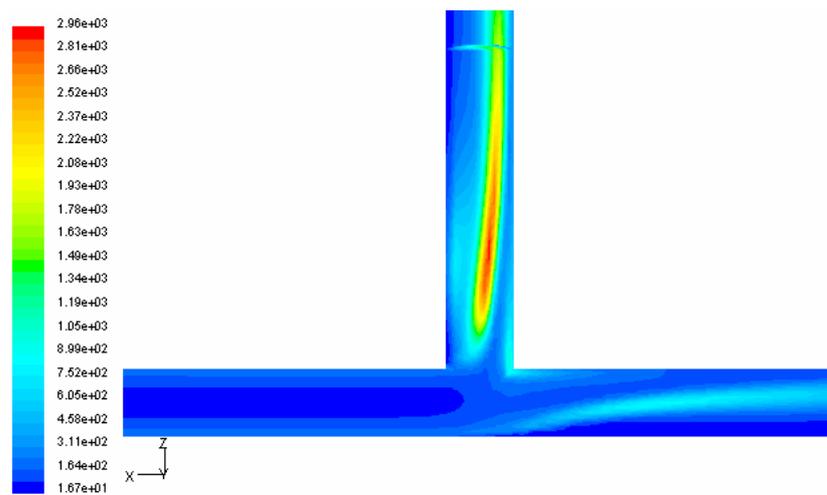
Este desplazamiento lateral induce una succión dejando en la parte central del conducto una zona de menor velocidad para una distancia aproximada de  $5D$ . El cambio de escala permite observar como el flujo se homogeniza rápidamente de manera que para una distancia del orden de  $35D$ , el flujo está totalmente desarrollado y continua aumentando su velocidad debido a la fricción viscosa.



a)

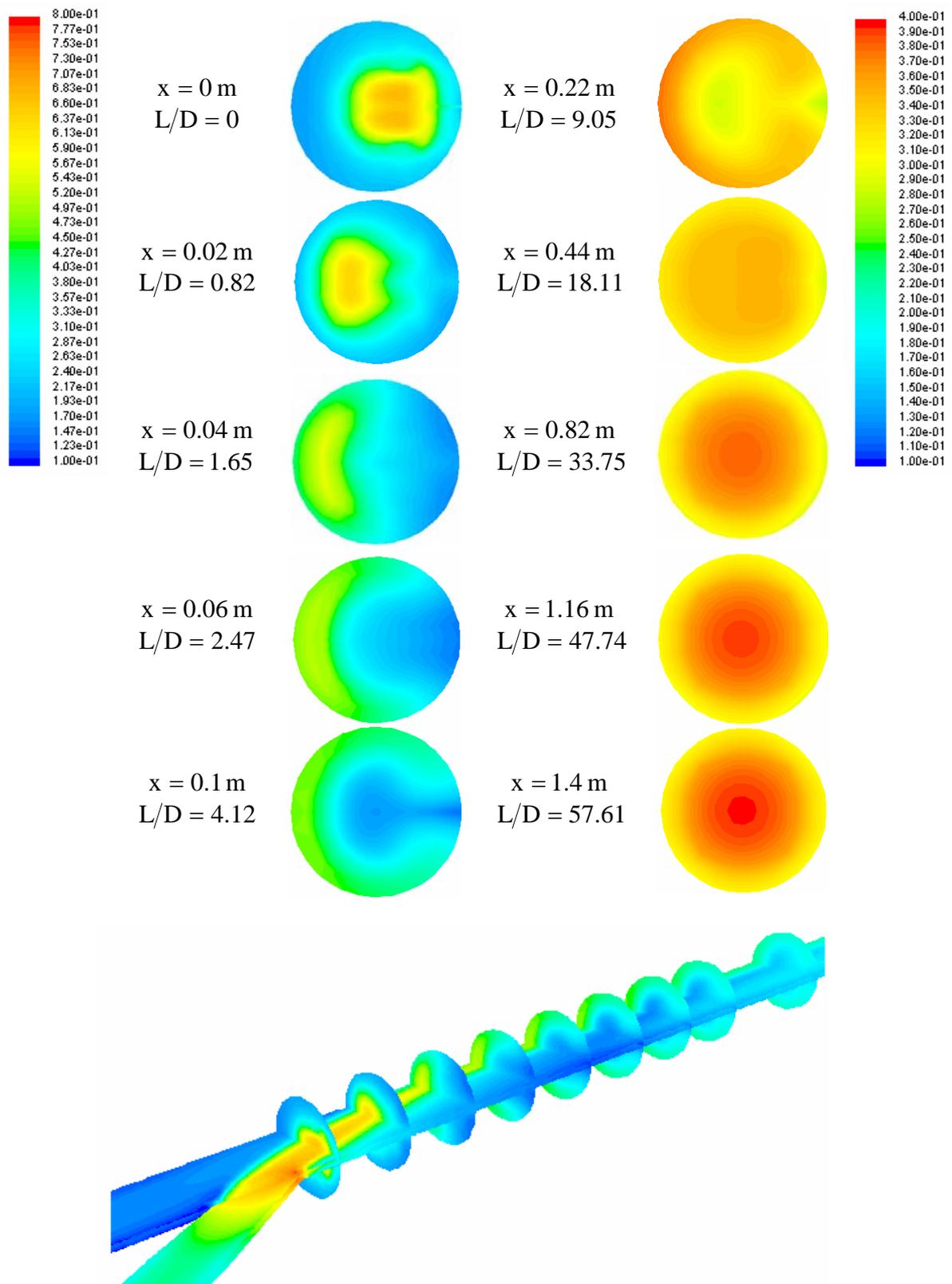


b)

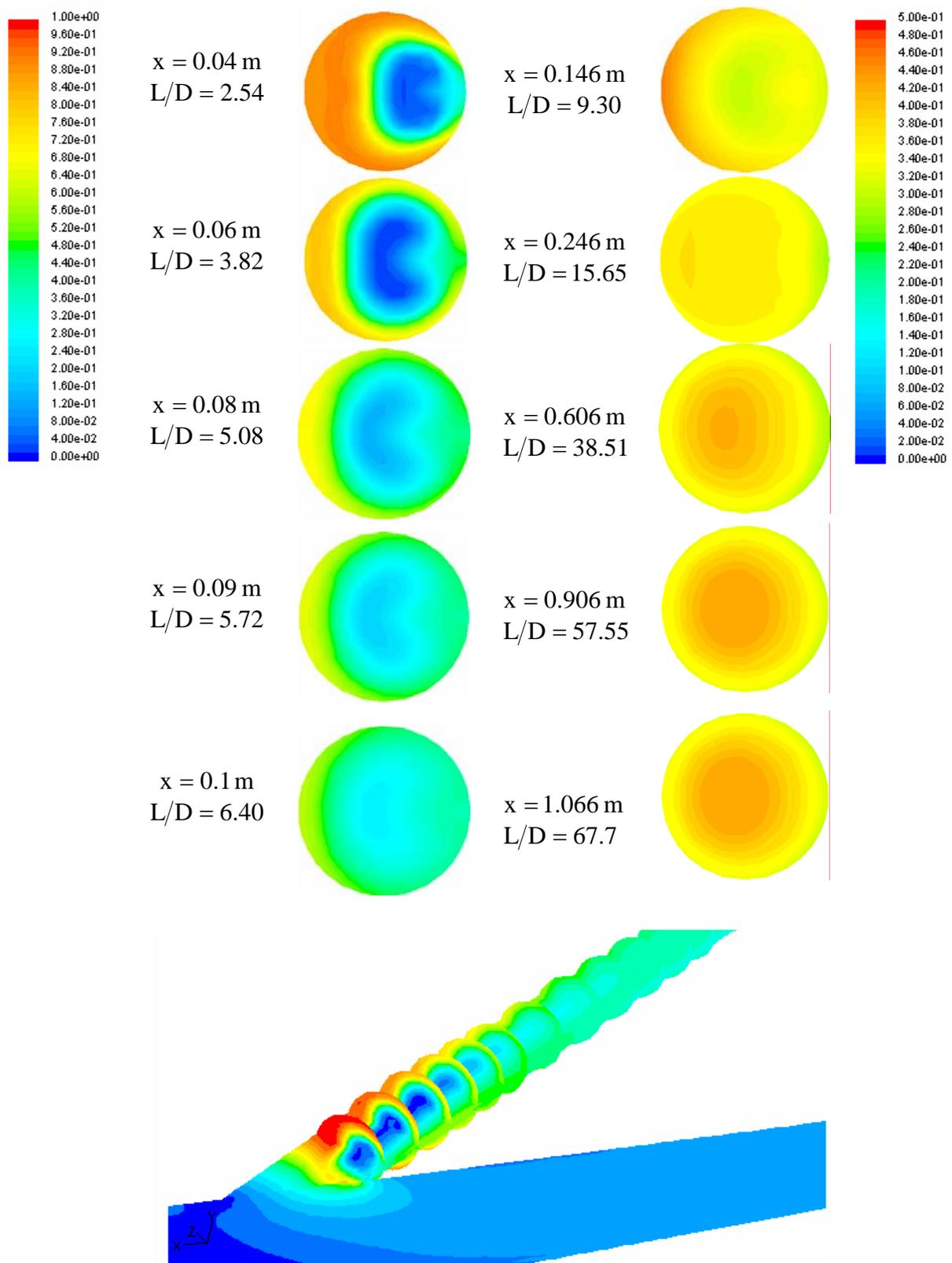


c)

**Figura 7.81** Isocontornos de: a) presión de remanso, b) número de Mach y c) energía cinética turbulenta para el flujo tipo D1,  $q = 0.5$  y  $G_3 = 0.128$  kg/s.



**Figura 7.82** Isocontornos del número de Mach en la sección transversal de la rama común de salida de la unión direccional a diferentes distancias de la unión. Flujo tipo C3,  $q = 0.5$  y  $G_3 = 0.096$  kg/s.



**Figura 7.83** Isocontornos del número de Mach en la sección transversal de la rama lateral de salida de la unión direccional a diferentes distancias de la unión. Flujo tipo D3,  $q = 1$  y  $G_3 = 0.096$  kg/s.

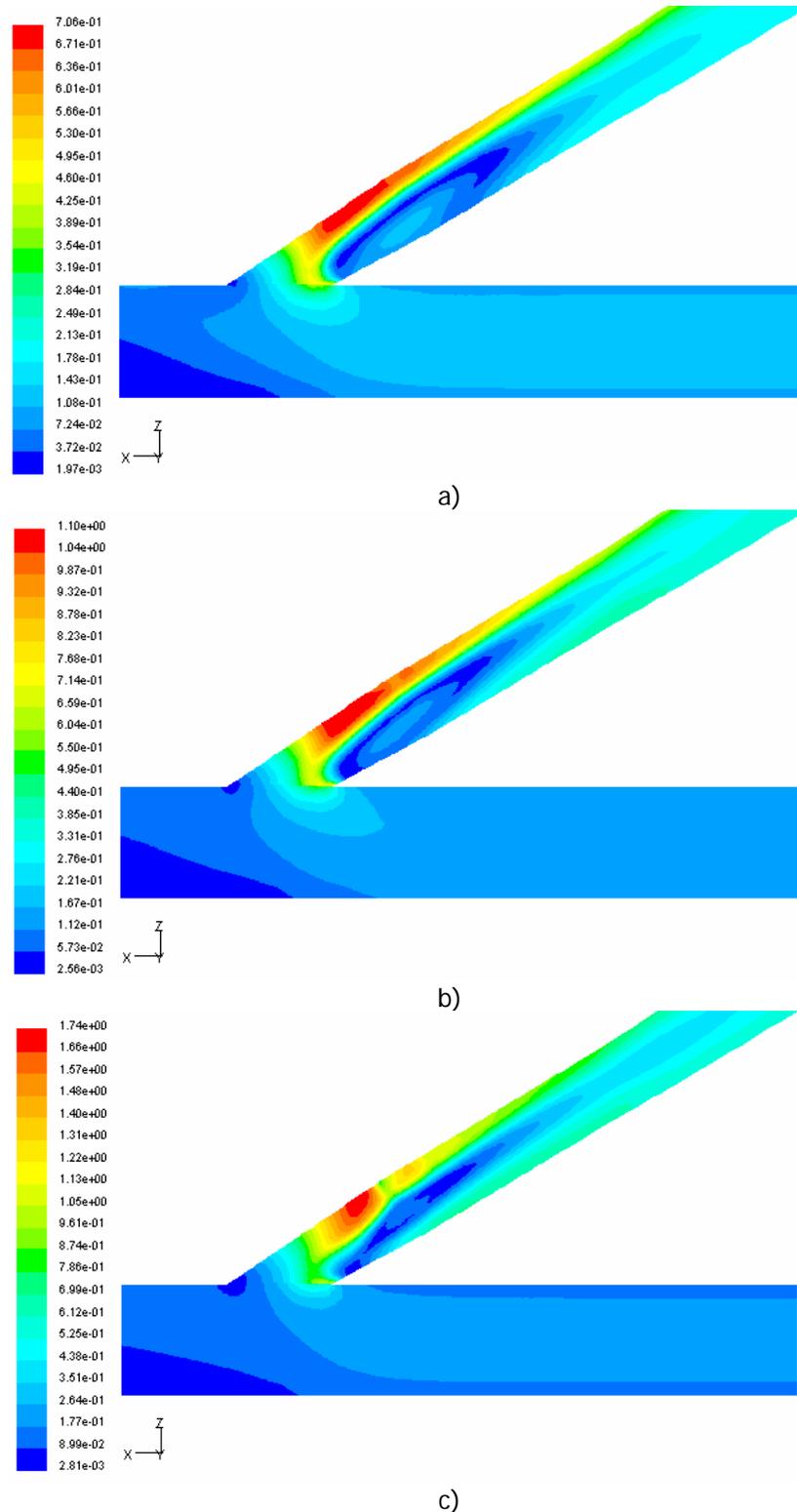
En la figura 7.83 se representa el número de Mach para el caso de bifurcación de flujos D3 con  $q = 1$ . En este caso todo el flujo que circula por la rama principal tiene que girar un ángulo de  $150^\circ$  y salir por la rama lateral de menor sección. Se puede observar, que a una distancia de  $2.5D$  existe una región de flujo separado de gran tamaño que tiene una sección transversal prácticamente circular. Mediante un mecanismo similar al comentado en los casos anteriores, y debido al flujo secundario inducido por el gradiente de presiones transversal, la zona de baja velocidad se divide y el flujo tiende a homogeneizarse lentamente. Se requiere una distancia del orden de  $50$  ó  $60D$  para conseguir la condición de flujo desarrollado. Al venir dado el número de Mach por el módulo de la velocidad no se observan valores negativos, pero al analizar los isocontornos de la componente de la velocidad en la dirección de la rama estudiada, sí se observan valores negativos, por lo que en las regiones de flujo separado se tiene también recirculación.

Debido a la relación de áreas entre la rama principal y la rama lateral, el número de Mach máximo alcanzable en la rama común, que para el caso de bifurcación de flujos estudiado es la rama de entrada, está muy limitado debido a la reducción de área efectiva que se produce en el primer tramo de la rama de salida, alcanzándose la condición sónica y quedando el flujo bloqueado. Experimentalmente, se ha observado que cuando el flujo está bloqueado el gasto másico no puede ser regulado mediante las válvulas de control aguas abajo. Numéricamente, si el gasto másico impuesto como condición de contorno de entrada es mayor que el valor crítico que hace que se alcance la condición sónica, se obtiene una solución que no es física.

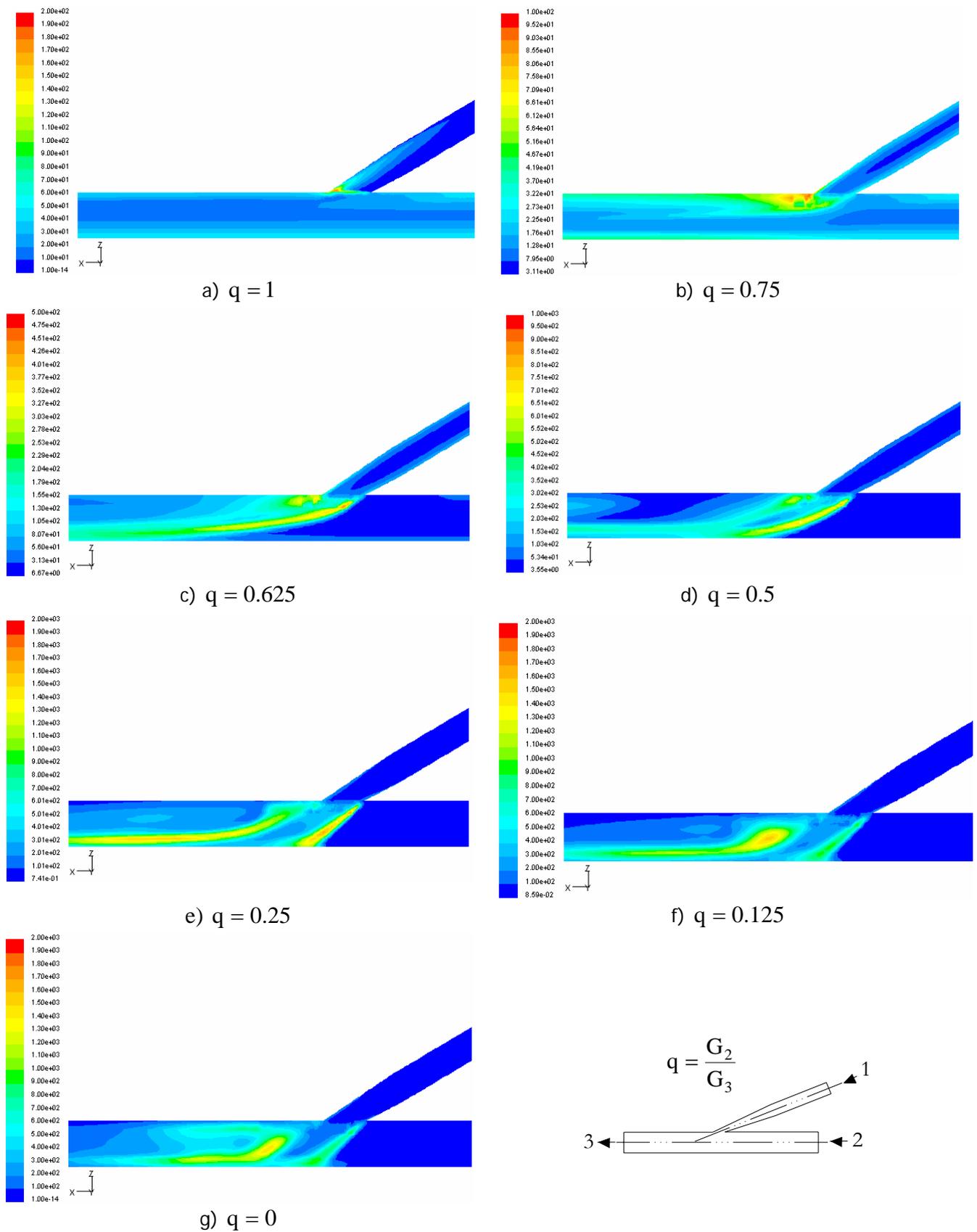
En la figura 7.84 se han representado los isocontornos del número de Mach para el flujo tipo D3 con relación de gastos másicos entre ramas de  $q = 0.75$  para tres gastos másicos diferentes de entrada. En la figura 7.84 a) se observa como, a pesar del fenómeno de "vena contracta", el número de Mach promediado máximo es de  $0.7$ , aproximadamente. En la figura 7.84 b) se alcanza la condición sónica y, si el gasto másico de entrada sigue aumentando como en la figura 7.84 c), se obtiene un flujo muy complejo en el que la velocidad aumenta por encima de la condición sónica y posteriormente se produce un cambio brusco de propiedades, pasando nuevamente a subsónico en paralelo con una región de flujo a baja velocidad en la pared interna del conducto.

Por último, en las figuras 7.85 y 7.86 se han representado los isocontornos de energía cinética turbulenta para las dos configuraciones de flujo simuladas. La generación y posterior disipación viscosa de esta energía generada, es la principal causa de las pérdidas de presión de remanso en flujo compresible adiabático en uniones de conductos. Por ello, se comparan e identifican para las diferentes relaciones de gastos másicos entre ramas estudiadas, las zonas de producción de turbulencia y su relación con el coeficiente de pérdidas. En la figura 7.85 se representa el flujo tipo C3. Para  $q = 1$  se

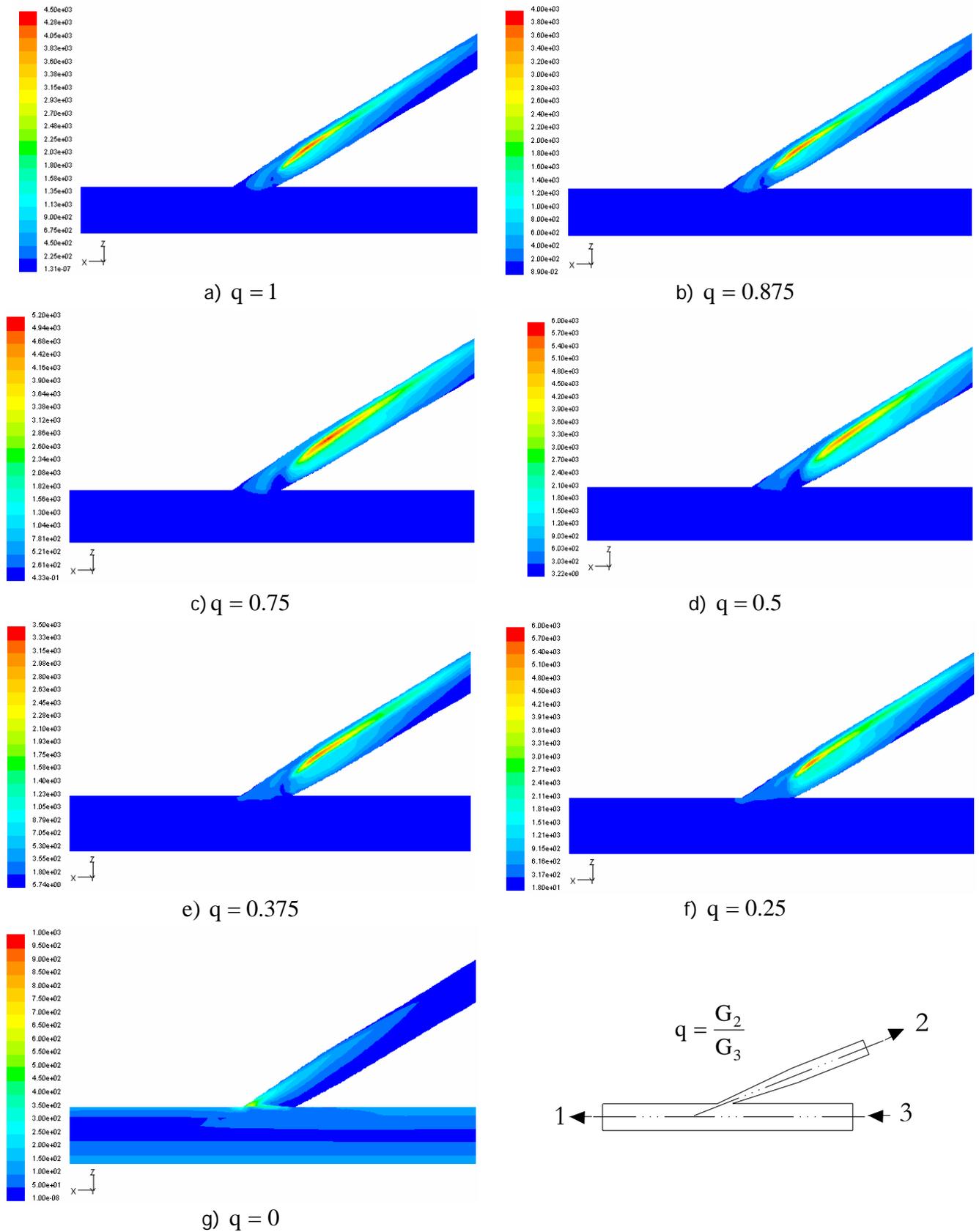
observa que, al no existir flujo en la rama lateral, el flujo principal se expande en la zona de intersección de las ramas y “choca” con la pared interna de la arista de intersección, generando turbulencia y no provoca un efecto de succión destacable.



**Figura 7.84** Isocontornos de número de Mach para el flujo tipo D3 ,  $q = 0.75$  y diferentes gastos máxicos: a)  $G_3 = 0.064$  kg/s, b)  $G_3 = 0.08$  kg/s y c)  $G_3 = 0.1$  kg/s.



**Figura 7.85** Isocontornos de energía cinética turbulenta para la unión direccional. Flujo tipo C3 y diferentes relaciones de gastos máscicos entre ramas.



**Figura 7.86** Isocontornos de energía cinética turbulenta para la unión direccional. Flujo tipo D3 y diferentes relaciones de gastos máxicos entre ramas.

Para  $q = 0.75$ , se observa que la turbulencia se genera principalmente en la fricción con la pared, es decir, en la capa límite turbulenta del flujo ya desarrollado que proviene de la rama principal, y la generación de turbulencia se concentra en la región de salida del flujo procedente de la rama lateral que es bloqueado por el flujo principal. Para  $q = 0.625$  y  $q = 0.5$  el flujo de la rama lateral ya tiene suficiente cantidad de movimiento para no ser bloqueado. Así, en el primer caso, se observa que el flujo principal desvía al flujo lateral, no llegando éste a impactar sobre la pared interna del conducto principal y dando lugar a una zona de fricción turbulenta muy extensa. Para  $q = 0.5$  ya se produce el impacto. Para  $q = 0.25$ ,  $q = 0.125$  y  $q = 0$  las regiones de generación de turbulencia se concentran en la región de descarga del flujo lateral. En el primer caso, se prolongan durante una cierta distancia aguas abajo debido a que el flujo de la rama principal todavía presenta una inercia elevada. Para las dos últimas relaciones de gastos máxicos la turbulencia se concentra en la zona de descarga.

Finalmente, en la figura 7.86 se observa como la principal zona de producción de energía cinética turbulenta es la región de flujo desprendido en la entrada de la rama lateral, siendo para cualquier relación de gasto máxico entre ramas mucho mayor que en cualquier otra zona. Esto concuerda con la gran diferencia existente entre los coeficientes de pérdidas para los flujos en ambas ramas, (figuras 7.64 y 7.65).

En resumen, se concluye que los resultados numéricos proporcionan una gran cantidad de información acerca de la estructura interna del flujo, pudiendo analizarse en profundidad y evaluarse el tamaño de las zonas de flujo separado y la posible existencia de recirculación. Esta información puede ayudar a la hora de obtener ecuaciones analíticas aproximadas para el coeficiente de pérdidas, ya que permiten corregir los coeficientes de contracción estimados y conseguir que se ajusten mejor a los resultados experimentales o numéricos. Se puede también estudiar con gran exactitud la longitud de adaptación requerida para obtener flujo desarrollado aguas abajo de la unión y de esta manera cuantificar la incertidumbre adicional debida a este aspecto en las medidas experimentales.

Mediante el estudio de los isocontornos de energía cinética turbulenta se puede identificar el origen de las pérdidas que se producen en el flujo, de manera que no sólo se utilizan los resultados numéricos desde el punto de vista de su procesado a nivel de obtener un coeficiente de pérdidas.

Por último, el conocimiento en profundidad del comportamiento del flujo compresible en uniones de conductos puede también ser útil, desde el punto de vista del diseño de éstas, en función del objetivo que se persiga en una determinada aplicación.



## 8. Conclusiones y continuidad de la investigación

En el capítulo primero de esta Tesis Doctoral se ha realizado un análisis del estado actual de las investigaciones acerca del flujo compresible en uniones de conductos, centrándose el estudio en los trabajos relacionados con la determinación del coeficiente de pérdidas en uniones de conductos de diferentes características geométricas. Éste ha servido para definir el objetivo principal de la Tesis, que ha sido desarrollar una metodología numérica que permita caracterizar el comportamiento del flujo compresible en uniones de conductos, y que una vez validada permita conocer en profundidad la estructura interna del flujo y el origen de las pérdidas que se producen.

En el capítulo segundo se han revisado las características geométricas que definen las uniones de conductos, las diferentes definiciones del coeficiente de pérdidas y las técnicas de modelado de las uniones como condición de contorno en códigos de simulación global 1D.

El modelo matemático que define el problema y el modelo numérico se exponen en el capítulo tercero, mientras que el modelo de flujo compresible adiabático con fricción, aplicado a conductos de sección constante 1D (flujo de Fanno) utilizado en el procesamiento de resultados numéricos y experimentales, se plantea en el anexo A.

Los resultados numéricos obtenidos se han validado con resultados experimentales de otros autores, tanto en flujo incompresible como compresible, y también con resultados experimentales propios. En el capítulo cuarto se describen con detalle cada uno de los elementos del banco de flujo, así como el montaje experimental específico para el ensayo de uniones, la instrumentación utilizada y el sistema de adquisición de datos. Se define también el procedimiento de medida y se realiza una estimación de la incertidumbre de las medidas, así como de la propagación de éstas en el cálculo de los parámetros adimensionales utilizados para correlacionar los resultados.

La metodología desarrollada consiste básicamente en simular el flujo mediante el código comercial de propósito general Fluent, y procesar posteriormente los resultados numéricos obtenidos para tener en cuenta los efectos de la fricción mediante el modelo de Fanno. Las características de las geometrías simuladas, las hipótesis de simulación, el método de procesado de los resultados numéricos y una estimación de la incertidumbre de éstos, se incluyen en el capítulo quinto.

En el capítulo sexto se presenta un estudio detallado de propagación de errores en el cálculo del coeficiente de pérdidas de Miller con objeto de identificar el origen de la amplificación de errores que se produce, y se propone una nueva definición de coeficiente que presenta importantes ventajas.

Por último, en el capítulo séptimo se comparan los resultados obtenidos para la "T" a  $90^\circ$ , y se presentan los resultados para la unión direccional, demostrando la validez de la metodología desarrollada también para este tipo de uniones de geometría más compleja. Se incluyen también en este capítulo las correlaciones obtenidas para la nueva definición del coeficiente, tanto "parciales" en función del número de Mach extrapolado a "q" constante, como "globales" en función de ambos parámetros.

## **8.1 CONCLUSIONES Y APORTACIONES DE LA TESIS**

Las principales conclusiones y aportaciones de la tesis se agrupan en:

- a) Instalación y procedimiento experimental.
- b) Metodología de simulación numérica.
- c) Procesado de resultados experimentales y numéricos.
- d) Definición del coeficiente de pérdidas.
- e) Validación de la metodología y comparación de resultados.
- f) Estructura interna del flujo.
- g) Correlaciones parciales y globales del nuevo coeficiente.

### 8.1.1 Instalación y procedimiento experimental

Se ha diseñado, construido y puesto en funcionamiento una instalación experimental que permite la realización de ensayos de caracterización del flujo compresible en conductos. El gasto másico máximo disponible de aire tratado es de 0.12 kg/s, a la presión estática absoluta de 800 kPa.

La instalación se ha adaptado para realizar ensayos de caracterización en flujo compresible estacionario en uniones de conductos. Se han ensayado dos tipos de uniones de conductos de tres ramas, aunque el banco de flujo está preparado para realizar ensayos en uniones de cuatro ramas. Asimismo, se ha diseñado y construido una válvula rotativa de disco obturador que permite la realización de ensayos en flujo no estacionario.

El rango de números de Mach que se puede alcanzar depende de la presión de trabajo, del diámetro de los conductos de la unión a ensayar y de las características del montaje. En el caso de las uniones ensayadas se han alcanzado números de Mach extrapolados en la rama común de 0.65, aproximadamente, con un rango de números de Reynolds entre  $1 \cdot 10^5$  y  $7 \cdot 10^5$ .

La instalación dispone de tres medidores de gasto másico por efecto Coriolis de rango configurable, que proporcionan una gran exactitud en las medidas, reduciendo en todos los casos la incertidumbre expandida para un intervalo de confianza del 95% a valores inferiores al 1%.

El procedimiento desarrollado reduce el número de secciones de medida a una por rama, si bien, estas secciones deben estar localizadas a una distancia de la unión suficiente para que se alcance la condición de flujo desarrollado. Siguiendo el procedimiento de medida propuesto, se han realizado ensayos en los rangos de flujo incompresible y compresible tanto para la unión tipo "T" a 90° como para la unión direccional a 30°. Mediante los ensayos en flujo incompresible, para ambos tipos de uniones, se ha podido verificar el grado de precisión de la instalación y su validez para la realización de este tipo de ensayos.

La principal aportación en este apartado es que **se ha diseñado una instalación y un procedimiento experimental para realizar ensayos en flujo compresible en la que se reduce al mínimo la complejidad del sistema de medida y las incertidumbres de las diferentes magnitudes fluidas medidas.** Para ello, se miden las presiones y temperaturas estáticas en una única sección en cada una de las ramas y se mide directamente la diferencia de presiones entre ramas mediante medidores de presión diferencial y el gasto másico mediante caudalímetros de efecto Coriolis.

### 8.1.2 Metodología de simulación numérica

Se ha demostrado que el software comercial de propósito general Fluent es adecuado para la simulación del flujo compresible en uniones de conductos, y tiene capacidad para reproducir los complejos fenómenos que se producen.

La configuración que proporciona resultados óptimos, teniendo en cuenta la exactitud de los resultados y el coste computacional, está formada por las siguientes opciones básicas: solver acoplado implícito; esquema de interpolación/discretización para los términos convectivos, "upwind" segundo orden; modelo de turbulencia " $k - \omega$  SST", con las opciones "compressibility effects" y "viscous heating". En cuanto a las condiciones de contorno, en unión de flujos se han fijado "mass flow inlet" para las entradas, y "pressure outlet" en la salida; en bifurcación de flujos, "mass flow inlet" en la entrada y "pressure outlet" para las salidas, fijando el gasto en una de ellas mediante la opción "target-mass-flow-rate-setting".

El tipo de mallado para la unión tipo "T" a  $90^\circ$  que ha proporcionado mejores resultados es el de tipo estructurado no uniforme. En el caso de la unión direccional el mallado de tipo estructurado también proporciona mejores resultados que el mallado de tipo no estructurado, aunque debido a la diferente sección transversal en las ramas lateral y principal es preciso definir un volumen de transición con mallado no estructurado.

Una vez definido el tipo de mallado óptimo, en base al estudio de calidad de malla para nuestras posibilidades computacionales, se ha realizado un estudio de sensibilidad de acuerdo con la técnica propuesta por Freitas *et al.* (2003) y aceptada por ASME, con

objeto de estimar la incertidumbre de los resultados numéricos. Este estudio consiste en comparar los resultados numéricos obtenidos aplicando las mismas hipótesis de simulación a distintas mallas en las que se ha modificado el tamaño de las celdas. El estudio de sensibilidad permite obtener la malla que proporciona resultados suficientemente exactos con un coste computacional aceptable.

- Para la unión tipo "T" a 90° se ha utilizado finalmente una malla con 176.832 celdas para la que la incertidumbre numérica máxima en el cálculo del número de Mach es del orden del  $\pm 1,2\%$ .
- Para la unión direccional a 30° se han utilizado finalmente dos mallas debido a que las características del flujo son muy diferentes al variar la relación de gastos máscos entre ramas. El tamaño de las mallas es de 167.308 y 167.314 celdas respectivamente, en las que aunque el número de celdas es muy similar, el tamaño de las celdas adyacentes a la pared es diferente. En este caso, la incertidumbre numérica máxima en el cálculo del número de Mach es del orden del  $\pm 1,5\%$ .

Se ha detectado que la longitud de las ramas es un factor importante a considerar. Las ramas de entrada deben tener la longitud suficiente para que a partir de la condición de contorno de flujo máscico uniforme, éste se desarrolle plenamente. Aguas abajo de la unión también se requiere una distancia mínima para que el flujo se uniformice al máximo posible. Esta distancia depende del tamaño de la posible región de flujo separado, y por tanto, del tipo de flujo y gasto máscico simulado. Si la longitud es inferior a la requerida se producirán errores en el cálculo del coeficiente de fricción, y por tanto, en el cálculo del coeficiente de pérdidas. Una longitud excesiva tiene como inconveniente, en los casos de unión de flujos, que el rango de números de Mach que se puede alcanzar se reduce debido a que en la rama de salida se produce un bloqueo del flujo por efecto de la fricción y el gasto máscico máximo que puede circular está limitado.

La principal aportación en este apartado es que **se ha demostrado que el software comercial de propósito general Fluent, cuando está correctamente ajustado/calibrado y se realiza un mallado adecuado de la geometría, es válido para llevar a cabo simulaciones numéricas del flujo compresible estacionario en uniones de conductos de forma fiable.**

### 8.1.3 Procesado de resultados experimentales y numéricos

La metodología de procesado de resultados tanto experimentales como numéricos para la obtención del coeficiente de pérdidas del flujo, está basada en el cálculo de las propiedades fluidas extrapoladas hasta la unión. Éstas se obtienen partiendo de las magnitudes fluidas evaluadas en cada una de las ramas y descontando los efectos de la fricción utilizando el modelo de flujo unidimensional, estacionario, compresible, adiabático con fricción.

En el procesado de resultados experimentales se considera que en las secciones de medida el flujo está totalmente desarrollado y el coeficiente de fricción se calcula mediante la correlación de Colebrook-White. Una vez conocido el coeficiente de fricción y considerándolo constante, mediante la ecuación de cantidad de movimiento del modelo de Fanno, y descontando las pérdidas por fricción, se obtiene el número de Mach extrapolado hasta la unión y el resto de magnitudes fluidas necesarias para calcular el coeficiente de pérdidas.

En el procesado de resultados numéricos el coeficiente de fricción se calcula mediante integración numérica de la ecuación de cantidad de movimiento para el flujo de Fanno. Los datos de partida son las temperaturas estática y de remanso promediadas en diferentes secciones a lo largo de cada una de las ramas. El coeficiente de fricción se hace constante en las regiones de flujo desarrollado en cada rama, y este hecho permite identificar las zonas en las que se verifican las hipótesis del flujo de Fanno y las regiones en las que el flujo está perturbado por la unión o por las condiciones de contorno impuestas. De esta forma se identifica también la distancia requerida, desde las secciones de medida hasta la unión, para cada tipo de flujo en los ensayos experimentales.

El coeficiente de fricción obtenido para la región de flujo desarrollado es el valor que debe utilizarse para obtener las magnitudes fluidas extrapoladas. Para ello, se aplica nuevamente la ecuación de cantidad de movimiento integrada analíticamente tramo a tramo.

En este apartado la principal aportación realizada en esta Tesis **es utilizar un modelo de flujo compresible adiabático para descontar la fricción y calcular las propiedades fluidas extrapoladas hasta la unión**. Este modelo es más realista que

considerar flujo incompresible o que obtener el valor de las propiedades en la unión por extrapolación a partir de las medidas en múltiples secciones en cada una de las ramas.

Otra aportación interesante es la **utilización de la evolución del coeficiente de fricción a lo largo de cada una de las ramas, calculado mediante el modelo de Fanno partiendo de los resultados numéricos, para determinar la longitud requerida, aguas abajo de la unión, para alcanzar la condición de flujo totalmente desarrollado y estimar la incertidumbre adicional que se tiene cuando el coeficiente de fricción es evaluado en la región de flujo no desarrollado.**

#### 8.1.4 Definición del coeficiente de pérdidas

Se ha demostrado que el coeficiente de pérdidas de Miller amplifica la incertidumbre de la medida de la presión estática, y mantiene en el mismo orden la incertidumbre de la temperatura estática y del gasto másico. Por otro lado, se ha demostrado analíticamente que el proceso de extrapolación no amplifica la incertidumbre de las medidas.

El coeficiente de pérdidas de presión de remanso de Miller se ha utilizado para validar la metodología desarrollada mediante la comparación de los resultados experimentales y numéricos obtenidos con datos de referencia. Presenta correlaciones irregulares y datos dispersos que dificultan el ajuste mediante una expresión matemática. El origen de esta dispersión e irregularidad de datos se debe a la propagación y amplificación de los errores de medida experimentales o numéricos inherente a la propia definición de éste.

Por otro lado, el coeficiente de Miller presenta en general una baja sensibilidad con el número de Mach y en algunos tipos de flujo, sobre todo de bifurcación, una escasa dependencia con la relación de gastos másicos entre ramas.

Esta dificultad para correlacionar los resultados obtenidos con la definición de Miller presenta un gran inconveniente desde el punto de vista de su utilización práctica como condición de contorno en los códigos 1D de simulación global para caracterizar el flujo en las uniones. Por ello, se ha propuesto la nueva definición de **coeficiente de enlace** (ecuación 8.1)

$$\hat{K}_j = \frac{\frac{p_{03}^*}{p_3^*} - 1}{\frac{p_{0j}^*}{p_j^*}} = \frac{(1 + aM_3^{*2})^b - 1}{(1 + aM_j^{*2})^b} \quad j = 1, 2, \quad (8.1)$$

que permite obtener correlaciones con expresiones matemáticas, y por lo tanto, más sencillas de implementar.

Se ha demostrado analíticamente que el coeficiente (8.1) no amplifica los errores y se ha partido directamente de la definición de Miller para obtenerlo, encontrándose directamente relacionados mediante

$$K_{3j} = f(M_3^*) - \frac{\phi_j}{\hat{K}_j}. \quad (8.2)$$

Esta nueva definición del coeficiente presenta las siguientes **ventajas**:

- En escala logarítmica sigue **relaciones lineales con el número de Mach extrapolado en la rama común** ( $M_3^*$ ), para una relación de gastos máscicos "q" constante. Este hecho permite obtener correlaciones más fiables y exactas con un menor coste experimental o computacional ya que el número de ensayos o simulaciones requerido es menor. Además, se puede extrapolar de manera fiable para números de Mach ( $M_3^*$ ) mayores, donde es difícil obtener datos fiables experimental o numéricamente.
- **Mayor sensibilidad con respecto al número de Mach** ( $M_3^*$ ) que el coeficiente de Miller que para algunas configuraciones es prácticamente constante.
- **No amplifica la incertidumbre** de las medidas experimentales o de las simulaciones numéricas.
- **Igual definición** tanto para el caso de **unión** como de **bifurcación** de flujos.

Sin embargo, el nuevo coeficiente propuesto muestra una baja sensibilidad con respecto a la relación de gastos máxicos entre ramas ( $q$ ), inconveniente que también presenta la definición tradicional de Miller. Además, no tiene significado físico como coeficiente de pérdidas energéticas de flujo pudiéndose interpretar como un **“coeficiente de enlace”** entre ramas. En términos de su utilización práctica como condición de contorno en los códigos globales de simulación 1D, esta desventaja no es relevante ya que lo que se pretende es obtener correlaciones sencillas de implementar y que proporcione el valor del coeficiente para cualquier número de Mach ( $M_3^*$ ), y no una base “discreta” de datos sin correlación como en el caso de Miller.

También se ha analizado la influencia de otras fuentes de incertidumbre como la existencia de flujo no desarrollado en las secciones de medida. Mediante un código de procesado de los resultados numéricos desarrollado en Matlab, se puede cuantificar la influencia de la distancia desde la unión a las secciones de medida. Se ha comprobado que distancias inferiores a  $15D$  pueden producir una incertidumbre adicional en torno a  $\pm 10\%$ , dependiendo del tipo de flujo. Esto es debido al cálculo inexacto del coeficiente de fricción al no haberse alcanzado la condición de flujo plenamente desarrollado. En la mayoría de los casos analizados se requieren distancias de aproximadamente  $35D$  para alcanzar condiciones de flujo desarrollado. En algunos casos especiales con gran generación de vorticidad en los flujos de las ramas de salida, como el caso de bifurcación de flujos D2, pueden ser necesarias longitudes de tramo recto incluso mayores. El requerimiento de una gran longitud de tramo recto va en detrimento del número de Mach ( $M_3^*$ ) máximo que se puede alcanzar en los ensayos experimentales o en las simulaciones, pero especialmente en los primeros, al disponer sólo de información en unos puntos de medida y no de toda la rama como en las simulaciones.

La principal aportación en este apartado es **el estudio de propagación de errores realizado para la definición de Miller, que ha servido para identificar el origen de la amplificación de errores y ha permitido proponer una nueva definición del coeficiente para la que no se produce esta amplificación. El “coeficiente de enlace” tiene además como principales ventajas, que presenta dependencia lineal y una mayor sensibilidad con respecto al número de Mach extrapolado en la rama común.** Por contra, presenta poca sensibilidad a la relación de gastos máxicos, al igual que la definición de Miller, y carece de significado físico

aunque esto no tiene relevancia desde el punto de vista de la obtención de correlaciones y de la utilización de éstas como condiciones de contorno en los códigos de simulación global 1D.

### **8.1.5 Validación de la metodología. Comparación de resultados**

La metodología desarrollada para caracterizar el flujo en uniones de conductos consistente en la obtención de un coeficiente de pérdidas en función de la configuración del flujo, relación de gastos máxicos entre ramas y número de Mach extrapolado en la rama común, se ha validado mediante la comparación de los resultados experimentales y numéricos obtenidos para el coeficiente de pérdidas de Miller, con los datos experimentales de Abou-Haidar y Dixon para uniones tipo "T" a 90°, con relación de áreas unidad e intersección de las ramas en "arista viva".

Se han comparado resultados tanto en el rango de flujo incompresible como en el de flujo compresible. Para el primer caso existen muchos más datos de referencia lo que permite contrastar en primer lugar el procedimiento experimental, ya que una vez validado éste, se puede aplicar a otros tipos de uniones como las "direccionales", para las cuales se dispone de ecuaciones analíticas aproximadas en el rango de flujo incompresible pero no se dispone de datos de referencia en flujo compresible.

#### **8.1.5.1 Comparación de resultados. Unión tipo "T" a 90°**

Los resultados numéricos obtenidos para la unión tipo "T" a 90° han sido comparados con los resultados experimentales obtenidos en el banco de flujo y con datos de referencia de otros autores tanto en flujo incompresible como compresible. En general, se ha obtenido un grado de concordancia aceptable en todas las configuraciones estudiadas, si bien, hay que tener en cuenta que el procesado de resultados es diferente en algunos casos, e incluso en algunos de los datos de referencia disponibles las medidas experimentales fueron realizadas a una distancia muy reducida de la unión y sin descontar los efectos de la fricción.

Para flujo compresible los datos disponibles en la literatura abierta son muy escasos. La base de datos más extensa publicada es la de Abou-Haidar y Dixon. A pesar

de las diferencias en cuanto a la metodología de procesado comentadas en el capítulo séptimo, los resultados obtenidos presentan en general un aceptable nivel de coincidencia, teniendo en cuenta que la principal fuente de incertidumbre es la propia definición del coeficiente. Sin embargo, existen ciertas diferencias en algunos tipos de flujo entre los resultados numéricos, experimentales y datos de referencia, especialmente en las relaciones de gasto extremas  $q = 0$  y  $q = 1$ , donde el flujo es nulo en alguna de las ramas de la unión y el modelo de turbulencia del modelo numérico presenta resultados incorrectos.

También se han observado diferencias en algunos tipos de flujo en los que la distancia requerida aguas abajo de la unión para obtener flujo uniforme es mayor, como el caso D2  $q = 0.5$ .

#### **8.1.5.2 Comparación de resultados. Unión direccional a 30°**

Una vez validada la metodología desarrollada mediante la comparación de resultados para la unión tipo "T" 90°, se ha aplicado el mismo procedimiento a este tipo de uniones de geometría más compleja. En este caso, se han representados los resultados experimentales y numéricos obtenidos para flujo incompresible frente a las ecuaciones analíticas aproximadas propuestas por Basset *et al.* (1999) para cada tipo de flujo y coeficiente estudiado.

Se han analizado únicamente dos tipos de flujo, uno de unión (flujo tipo C3) y otro de bifurcación (flujo tipo D3). Los resultados numéricos obtenidos se han comparado con los experimentales obtenidos en banco de flujo una vez que se tiene la garantía de que el procedimiento experimental es correcto.

La comparación de resultados en flujo incompresible permite verificar que la metodología desarrollada y el procedimiento experimental son también válidos para este tipo de uniones de geometría compleja, ya que las pequeñas discrepancias observadas pueden ser explicadas en base a las simplificaciones realizadas para la obtención de las correlaciones analíticas. La concordancia entre resultados numéricos y experimentales es muy buena demostrando la necesidad de corregir, para algunos casos, las ecuaciones aproximadas propuestas por Basset *et al.*

La comparación entre resultados numéricos y experimentales para flujo compresible utilizando la definición de coeficiente de Miller, permite concluir, a pesar de la irregularidad de los datos asociada a la propia definición del coeficiente, que la concordancia entre ambos es suficientemente buena para ratificar la validez de la metodología también para este tipo de uniones, así como el modelo numérico.

En consecuencia, se puede establecer como conclusión de carácter general que **tanto la instalación y el procedimiento experimental y la metodología numérica desarrollada son correctas. Por lo tanto, la metodología numérica propuesta puede utilizarse de forma sistemática para la realización de estudios paramétricos en los que se analice la influencia sobre el comportamiento del flujo de la modificación de cada uno de los parámetros geométricos que definen la unión, con el objetivo final de obtener correlaciones lo más globales posibles para ser implementadas en códigos 1D de sistemas globales.**

#### **8.1.6 Estructura interna del flujo**

El análisis en profundidad de los resultados numéricos permite conocer con todo detalle la estructura interna del flujo y explicar el origen de las pérdidas que se producen en la unión. Mediante la representación de los isocontornos de diferentes propiedades fluidas como el número de Mach, la velocidad y la presión de remanso, se obtiene información acerca de la existencia de regiones de flujo separado y zonas de recirculación que pueden dar lugar a fenómenos de bloqueo del gasto másico debido a la reducción del área efectiva de paso, así como de la distancia aguas debajo de la unión necesaria en cada caso para alcanzar las condiciones de flujo desarrollado.

Los isocontornos de energía cinética turbulenta aportan información acerca de si las pérdidas son debidas a la interacción de los flujos y al gradiente de velocidades medias, al impacto de estos sobre la pared interna de la unión o a la existencia de desprendimientos y posterior readhesión de las capas límite.

En resumen, **los resultados numéricos permiten conocer la estructura interna del flujo, identificar el origen de las pérdidas y “visualizar” los efectos que sobre el flujo pueden tener las modificaciones geométricas realizadas sobre una unión prototipo diseñada para una determinada función.**

### 8.1.7 Correlaciones parciales y globales del nuevo coeficiente

Las uniones de conductos generalmente son tratadas como condiciones de contorno en los códigos 1D de simulación global de sistemas de transporte de fluidos. Para modelar el comportamiento del flujo en uniones de conductos se puede caracterizar éste mediante un "coeficiente de enlace" entre ramas, que puede ser correlacionado con el número de Mach extrapolado a la unión ( $M_3^*$ ) para una relación de gastos máscicos entre ramas ( $q$ ), de manera que en los casos de flujo estacionario se puede estimar el "salto" de propiedades fluidas entre ramas de forma sencilla.

Se han obtenido "correlaciones parciales" del tipo,

$$(1 + q) \cdot \hat{K}_j = \beta \cdot (M_3^*)^m, \quad (8.3)$$

donde " $\beta$ " y " $m$ " son constantes ajustadas por mínimos cuadrados en escala logarítmica. Luego el nuevo coeficiente sigue una ley potencial, para un " $q$ " constante, y según la nueva definición de coeficiente y las correlaciones (8.3) se tiene que

$$\hat{K}_j \Big|_{q=\text{Cte}} = \hat{K}_j(M_3^*) = \beta'(M_3^*)^m, \quad \text{con} \quad \beta' = \frac{\beta}{1 + q}. \quad (8.4)$$

En consecuencia, conocidos los coeficientes de la correlación para un determinado tipo de flujo y relación de gastos máscicos, a partir del número de Mach extrapolado en una de las ramas se puede obtener el número de Mach en la otra rama y el resto de magnitudes fluidas.

Se ha observado que en bastantes configuraciones de flujo las rectas, para cada " $q$ ", son casi paralelas. Esto ha sugerido la posibilidad de que todas ellas puedan estar contenidas en un mismo plano. Poder ajustar los resultados para cada configuración de flujos mediante un plano es un avance muy importante, ya que quedaría completamente caracterizado el comportamiento de la unión para dicha configuración. Esto reduce enormemente el tiempo requerido para caracterizar la configuración ya que un plano se determinaría con sólo tres puntos y se simplifica considerablemente la implementación de

las condiciones de contorno en códigos 1D de simulación global, siendo además válidas también para flujo no estacionario siempre que el número de Strouhal sea mucho menor que la unidad.

La ecuación de tipo potencial en escala lineal

$$(1+q)\hat{K}_j = \alpha(M_3^*)^m(1+q)^n, \quad (8.5)$$

correspondería a un plano en escala logarítmica donde, "  $\alpha$  ", "  $m$  " y "  $n$  " son constantes ajustadas por mínimos cuadrados, y simplificando

$$\hat{K}_j = \alpha(M_3^*)^m(1+q)^{n-1} = \hat{K}_j(q, M_3^*). \quad (8.6)$$

Este tipo de "**correlaciones globales**" para cada configuración de flujo proporcionan una condición de contorno muy compacta y fácil de implementar como condición de contorno en códigos 1D, y que al tener una expresión matemática aportan datos de forma continua, y no discreta como el coeficiente de Miller.

Como **conclusión general** se puede establecer que **la nueva definición del coeficiente de enlace propuesto, permite obtener correlaciones parciales y globales fiables y fáciles de implementar en códigos 1D y que proporcionan una información continua.**

## 8.2 CONTINUIDAD DE LA INVESTIGACIÓN

Dentro de la línea de investigación desarrollada consistente en la caracterización del flujo compresible en uniones de conductos, a través de la obtención de correlaciones del coeficiente de pérdidas, se ampliará el estudio para incluir en las correlaciones otros parámetros geométricos que definen el comportamiento del flujo en la unión, como el ángulo de la rama lateral y la relación de áreas entre ramas, de manera que se obtengan correlaciones de ámbito más global. Esto permitirá a su vez establecer las relaciones entre magnitudes geométricas óptimas en función del objetivo que deba cumplir la unión dependiendo del sistema en el que se encuentre.

Otra línea de trabajo estará dirigida a la obtención de expresiones semi-analíticas, y a la corrección de las expresiones ya existentes en base a la información obtenida de las simulaciones numéricas y ensayos experimentales, que permitirán estimar el coeficiente de pérdidas en la unión de manera más exacta. Se seguirá investigando igualmente en una definición del coeficiente que mantenga las ventajas del nuevo coeficiente propuesto pero que aporte un significado más físico.

En aquellos casos en los que se han obtenido soluciones oscilatorias en las simulaciones numéricas, o resultados no coincidentes con los datos experimentales y de referencia, se estudiarán nuevas hipótesis de simulación que implementen las versiones actualizadas del código Fluent, realizándose las simulaciones no estacionarias, con objeto de detectar posibles inestabilidades del flujo.

Otra línea de trabajo consistirá en mejorar el código de procesado de resultados numéricos para tener en cuenta el cambio de sección en la rama lateral de los pulsoconvertidores en la evolución de las magnitudes fluidas. También sería interesante estudiar flujos más realistas como son aquellos en los que hay intercambio de calor y fricción simultáneamente. Aunque no se dispone de una expresión analítica como en el caso de flujo adiabático, sería factible integrar de forma acoplada las ecuaciones 1D de cantidad de movimiento y energía, permitiéndonos descontar el efecto de la fricción a los resultados numéricos obtenidos para simulaciones 3D con Fluent.

Por último, un campo en el que en el futuro podría aplicarse la metodología numérica desarrollada es el estudio del flujo en microdispositivos (MFDs, micro-flow devices) con tamaños característicos del orden de  $1\mu\text{m}$  a  $1\text{ mm}$ , con aplicaciones en miniaturización para: biomedicina; tecnología de computadoras; impresoras de chorros e ingeniería química para el diseño de micromezcladores; microbombas o microintercambiadores de calor.

## A. Ecuaciones del flujo compresible estacionario adiabático 1D

El flujo estacionario, compresible y adiabático en conductos de sección constante puede ser considerado unidimensional si las ecuaciones son planteadas para las magnitudes fluidas promediadas transversalmente en cada sección. En flujo incompresible la fricción sólo afecta a la presión estática que disminuye en el sentido del flujo, mientras que la velocidad se mantiene constante. Sin embargo, en flujo compresible adiabático, la fricción viscosa produce efectos en todas las magnitudes fluidas, y es la responsable de la disminución de la presión de remanso que conlleva una variación simultánea tanto de la presión estática, densidad, y en consecuencia de la velocidad.

En este anexo se expone el modelo unidimensional para flujo compresible adiabático que se ha utilizado tanto en el procesado de resultados experimentales como numéricos, para descontar los efectos de la fricción en las ramas y de esta manera obtener la pérdida energética debida exclusivamente a la unión. Se realiza en primer lugar un análisis integral del problema. A continuación, se plantea el sistema de ecuaciones en forma diferencial y se obtienen las ecuaciones para el coeficiente de fricción y la evolución del número de Mach, utilizadas en el procesado de resultados. Por último, se explica la evolución del flujo subsónico en un conducto de sección constante mediante la línea de Fanno.

### A.1 Análisis integral

Suponiendo flujo estacionario, uniforme, adiabático, calores específicos constantes y fuerzas másicas despreciables, y utilizando un volumen de control como el indicado en la figura A.1, se obtiene:

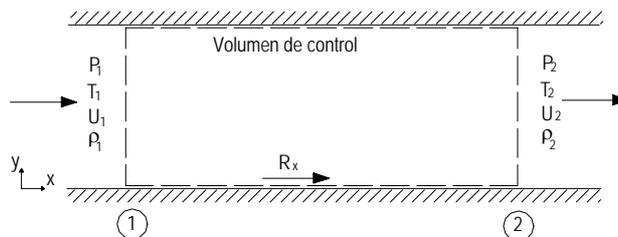


Figura A.1 Volumen de control para el planteamiento integral.

**Ecuación de continuidad**

$$\rho_1 U_1 A_1 = \rho_2 U_2 A_2, \quad \rho_1 U_1 = \rho_2 U_2 = \frac{G}{A}; \quad (\text{A.1})$$

**Ecuación de cantidad de movimiento**

$$-\rho_1 U_1^2 A + \rho_2 U_2^2 A = p_1 A - p_2 A - R_x; \quad (\text{A.3})$$

**Ecuación de la energía**

$$-\left(u_1 + \frac{U_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho_1}\right) \rho_1 U_1 A_1 + \left(u_2 + \frac{U_2^2}{2} + \frac{p_2}{\rho_2}\right) \rho_2 U_2 A_2 = 0, \quad (\text{A.3})$$

$$h_1 + \frac{U_1^2}{2} = h_2 + \frac{U_2^2}{2}, \quad (\text{A.4})$$

$$c_p T_1 + \frac{U_1^2}{2} = c_p T_2 + \frac{U_2^2}{2}; \quad (\text{A.5})$$

**Ecuación de estado**

$$\frac{p_1}{R_g T_1} = \frac{p_2}{R_g T_2}; \quad (\text{A.6})$$

**Entropía, entalpía y número de Mach**

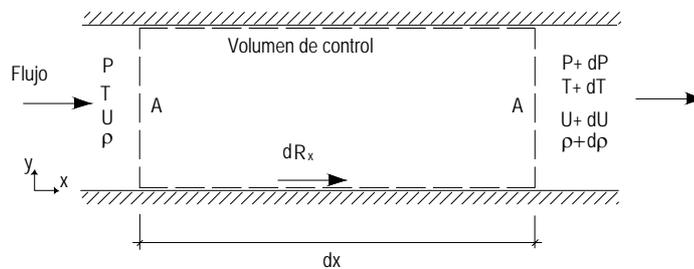
$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R_g \ln \frac{p_2}{p_1}, \quad (\text{A.7})$$

$$h_2 - h_1 = c_p (T_2 - T_1) = \frac{\gamma R_g}{\gamma - 1} (T_2 - T_1) = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \left( \frac{p_2}{\rho_2} - \frac{p_1}{\rho_1} \right), \quad (\text{A.8})$$

$$M_1 = \frac{U_1}{a_1} = \frac{U_1}{\sqrt{\gamma R_g T_1}} \quad M_2 = \frac{U_2}{a_2} = \frac{U_2}{\sqrt{\gamma R_g T_2}}. \quad (\text{A.9})$$

**A.2 Análisis diferencial**

Las relaciones integrales anteriores pueden ser aplicadas a un volumen de control diferencial de longitud " dx ", como el mostrado en la figura A.2.



**Figura A.2** Volumen de control para el planteamiento diferencial.

La fuerza de fricción total es la integral del esfuerzo cortante en la pared sobre el área interior del conducto. Este esfuerzo es variable a lo largo de "x", por ello hay que desarrollar una ecuación diferencial y luego integrar para determinar la variación de las propiedades.

**Ecuación de continuidad**

$$\rho UA = (\rho + d\rho)(U + dU)A , \tag{A.10}$$

$$\rho dU + U d\rho = 0 , \tag{A.11}$$

$$\frac{dU}{U} + \frac{d\rho}{\rho} = 0 . \tag{A.12}$$

**Ecuación de cantidad de movimiento**

$$\rho UA[(U + dU) - U] = pA - (p + dp)A - dR_x , \tag{A.13}$$

$$\rho UAdU = -Adp - dR_x . \tag{A.14}$$

La ecuación A.14 puede ser expresada en función del esfuerzo cortante en la pared dividiendo entre  $\rho U^2 A$

$$\frac{dU}{U} = -\frac{dp}{\rho U^2} - \frac{\tau_w}{\rho U^2} \frac{p}{A} dx , \tag{A.15}$$

donde

$$dR_x = \tau_w dA_w = \tau_w p dx , \tag{A.16}$$

siendo "p" el perímetro del conducto. En conductos circulares,  $p = \pi D$ , para conductos de sección no circular se utiliza el concepto de diámetro hidráulico,

$$D_H = \frac{4A}{p} . \tag{A.17}$$

**Ecuación de la energía**

$$c_p T + \frac{U^2}{2} = c_p (T + dT) + \frac{(U + dU)^2}{2} , \tag{A.18}$$

$$c_p dT + U dU = 0 . \tag{A.19}$$

**Ecuación de estado**

$$\frac{p}{\rho T} = \frac{(p + dp)}{(\rho + d\rho)(T + dT)} , \tag{A.20}$$

teniendo en cuenta que  $\frac{dp}{p}$ ,  $\frac{d\rho}{\rho}$  y  $\frac{dT}{T}$  son pequeños, y despreciando los términos diferenciales de segundo orden, la ecuación anterior puede ser escrita de la forma

$$\frac{p}{\rho T} = \frac{p}{\rho T} \left(1 + \frac{dp}{p}\right) \left(1 - \frac{d\rho}{\rho}\right) \left(1 - \frac{dT}{T}\right), \quad (\text{A.21})$$

$$\frac{dp}{p} - \frac{d\rho}{\rho} - \frac{dT}{T} = 0, \quad (\text{A.22})$$

$$dp = R_g T d\rho + \rho R_g dT. \quad (\text{A.23})$$

### Entropía

En flujo compresible la entropía debe ser tenida en cuenta ya que supone una limitación en cuanto a que flujos son físicamente posibles,

$$(s + ds) - s = c_p \ln\left(\frac{T + dT}{T}\right) - R_g \ln\left(\frac{p + dp}{p}\right), \quad (\text{A.24})$$

ecuación que se puede simplificar teniendo en cuenta que  $\ln(1 + \alpha) \approx \alpha$ , como

$$\begin{aligned} ds &= c_p \frac{dT}{T} - R_g \frac{dp}{p}, \\ \frac{ds}{c_p} &= \frac{dT}{T} - \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma}\right) \frac{dp}{p}. \end{aligned} \quad (\text{A.25})$$

Además, teniendo en cuenta el número de Mach

$$M = \frac{U}{a} = \frac{U}{\sqrt{\gamma R_g T}}, \quad (\text{A.26})$$

$$(M + dM)^2 = \frac{(U + dU)^2}{\gamma R_g (T + dT)}, \quad (\text{A.27})$$

simplificando

$$\frac{dM}{M} = \frac{dU}{U} - \frac{dT}{2T}. \quad (\text{A.28})$$

Las ecuaciones (A.12), (A.15), (A.19), (A.23) y (A.28), forman un sistema de ecuaciones donde las incógnitas pueden ser,  $dM$ ,  $dU$ ,  $dp$ ,  $dT$  y  $d\rho$ , que puede ser resuelto supuesto conocido el esfuerzo cortante en la pared.

Se pueden establecer las siguientes relaciones entre magnitudes:

$$\frac{dT}{T} = -\frac{(\gamma - 1)M^2}{1 + \frac{1}{2}(\gamma - 1)M^2} \frac{dM}{M}, \quad (\text{A.29})$$

$$\frac{dp}{p} = - \left[ 1 + \frac{\frac{1}{2}(\gamma-1)M^2}{1 + \frac{1}{2}(\gamma-1)M^2} \right] \frac{dM}{M}, \quad (\text{A.30})$$

$$\frac{dM}{M} = \gamma M^2 \left[ \frac{1 + \frac{1}{2}(\gamma-1)M^2}{1 - M^2} \right] \frac{\tau_w}{\rho U^2} \frac{p}{A} dx, \quad (\text{A.31})$$

$$\frac{dT}{T} = - \frac{\gamma(\gamma-1)M^4}{1 - M^2} \frac{\tau_w}{\rho U^2} \frac{p}{A} dx, \quad (\text{A.32})$$

$$\frac{dp}{p} = - \gamma M^2 \left[ \frac{1 + (\gamma-1)M^2}{1 - M^2} \right] \frac{\tau_w}{\rho U^2} \frac{p}{A} dx, \quad (\text{A.33})$$

debido a que el esfuerzo cortante en la pared, la velocidad, y el número de Mach son siempre positivos, el signo de  $dM$  depende del término  $(1 - M^2)$ .

- Si  $M > 1$  la fricción produce un descenso del número de Mach.
- Si  $M < 1$  la fricción produce un incremento del número de Mach.

La fricción hace que el número de Mach, tienda a 1. Una vez que se ha alcanzado  $M = 1$ , cambios en las condiciones aguas abajo no afectan al flujo, se dice entonces que el flujo está bloqueado por efecto de la fricción. De la misma forma si  $M < 1$ ,  $dp$  y  $dT$  son negativos, mientras que si  $M > 1$ ,  $dp$  y  $dT$  son positivos.

Los cambios de entropía son, combinando las ecuaciones (A.25), (A.29) y (A.30),

$$\frac{ds}{c_p} = (\gamma-1)M^2 \frac{\tau_w}{\rho U^2} \frac{p}{A} dx, \quad (\text{A.34})$$

de donde se deduce que la entropía siempre aumenta debido a la fricción.

El término  $\tau_w$  puede expresarse en función del coeficiente adimensional de fricción de Fanning "f" mediante la relación

$$f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U^2}, \quad (\text{A.35})$$

que se relaciona con el coeficiente de fricción adimensional de Darcy

$$f_D = 4f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{8}\rho U^2}, \quad (\text{A.36})$$

utilizado frecuentemente en flujo incompresible.

En general, el coeficiente de fricción depende del número de Reynolds, de la rugosidad absoluta del conducto adimensionalizada con el diámetro hidráulico y del número de Mach, aunque la dependencia de este último puede ser despreciada, es decir,

$$f_D = f\left(\text{Re}, \frac{k}{D_H}, M\right).$$

En flujo turbulento cuando la rugosidad es pequeña y se puede considerar "conducto hidráulicamente liso", las ecuaciones que mejores resultados proporcionan son la de von Karman o la de von Karman-Nikuradse que es una corrección de la primera con datos experimentales, cuyas expresiones son

$$\frac{1}{\sqrt{f_D}} = 2 \log_{10}(\text{Re}_D \sqrt{f_D}) - 0,8 \quad (\text{von Karman-Nikuradse}), \quad (\text{A.37})$$

$$\frac{1}{\sqrt{f_D}} = 1,74 - 2 \log_{10}\left(\frac{18,6}{\text{Re}_D \sqrt{f_D}}\right) \quad (\text{von Karman}). \quad (\text{A.38})$$

Cuando la rugosidad es el parámetro dominante se utiliza la ecuación de Prandtl

$$\frac{1}{\sqrt{f_D}} = 1,74 + 2 \log_{10}\left(\frac{k}{D}\right), \quad (\text{A.39})$$

cuando, tanto el número de Reynolds como la rugosidad deben ser considerados, se utiliza la correlación de Colebrook-White

$$\frac{1}{\sqrt{f_D}} = -2 \log_{10}\left(\frac{k/D}{3,7} + \frac{2,51}{\text{Re} \sqrt{f_D}}\right), \quad (\text{A.40})$$

si bien tiene el inconveniente de ser implícita, o bien la correlación explícita de Swamee y Jain

$$f_D = \frac{0,25}{\left[\log\left(\frac{k/D}{3,7} + \frac{5,74}{\text{Re}^{0,9}}\right)\right]^2}. \quad (\text{A.41})$$

Teniendo en cuenta la definición del coeficiente de fricción adimensional, la ecuación (A.31) puede ser expresada como

$$\frac{dM}{M} \frac{2(1-M^2)}{\gamma M^2 \left(1 + \frac{1}{2}(\gamma-1)M^2\right)} = \frac{f_D}{D_H} dx, \quad (\text{A.42})$$

que integrando queda

$$\int_{M_1}^{M_2} \frac{2(1-M^2)}{\gamma M^2 \left(1 + \frac{1}{2}(\gamma-1)M^2\right)} \frac{dM}{M} = \int_0^L \frac{f_D}{D_H} dx, \quad (\text{A.43})$$

$$\int_{M_1}^{M_2} \frac{2(1-M^2)}{\gamma M^2 \left(1 + \frac{1}{2}(\gamma-1)M^2\right)} \frac{dM}{M} = \frac{\bar{f}_D L}{D_H}, \quad (\text{A.44})$$

siendo

$$\bar{f}_D = \frac{1}{L} \int_0^L f_D dx,$$

el coeficiente de fricción medio para el tramo de longitud  $L$ .

Los cambios en el coeficiente de fricción son pequeños cuando el flujo está totalmente desarrollado. Despreciando la influencia del número de Mach y teniendo en cuenta que la rugosidad del conducto es constante, el factor de fricción sólo puede depender del número de Reynolds, es decir,

$$f_D = f(\text{Re}), \quad \text{Re} = \frac{\rho U D_H}{\mu} = \frac{4G}{\rho \mu},$$

por lo tanto,  $\text{Re} \propto 1/\mu$  y la viscosidad molecular depende de la temperatura. En gases se cumple, aproximadamente,

$$\frac{\mu_1}{\mu_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^n, \quad n \approx [0,5 \div 0,8],$$

por lo tanto, los cambios en el número de Reynolds a lo largo del conducto son mínimos, además en flujo turbulento la dependencia del factor de fricción con Reynolds es débil, por lo que no se comete un error apreciable al considerarlo constante y se suele evaluar para las condiciones de entrada.

Aplicando el método de las fracciones parciales para integrar la ecuación (A.42), queda

$$\frac{1}{\gamma} \left( \frac{1}{M_1^2} - \frac{1}{M_2^2} \right) + \frac{\gamma+1}{2\gamma} \ln \frac{M_1^2 \left(1 + \frac{1}{2}(\gamma-1)M_2^2\right)}{M_2^2 \left(1 + \frac{1}{2}(\gamma-1)M_1^2\right)} = \frac{\bar{f}_D L}{D_H}, \quad (\text{A.45})$$

que proporciona la variación del número de Mach para una longitud de conducto dada. La longitud requerida para que,  $M_2 = 1$ , se conoce como longitud crítica o máxima,  $L^* = L_{\max}$ , y viene dada por la siguiente expresión

$$\frac{1}{\gamma} \left( \frac{1-M^2}{\gamma M^2} \right) + \frac{\gamma+1}{2\gamma} \ln \frac{(\gamma+1)M^2}{2\left(1 + \frac{1}{2}(\gamma-1)M^2\right)} = \frac{\bar{f}_D L_{\max}}{D_H}, \quad (\text{A.46})$$

en función del número de Mach en la entrada.

De la misma forma, integrando las ecuaciones diferenciales (A.29) y (A.30) desde un punto cualquiera hasta otro donde se alcance la condición sónica  $M = 1$ , se obtienen las siguientes relaciones entre las magnitudes estáticas y las críticas, es decir, las magnitudes en la sección donde  $M = 1$

$$\frac{p}{p^*} = \frac{1}{M} \left[ \frac{\frac{1}{2}(\gamma-1)}{1 + \frac{1}{2}(\gamma-1)M^2} \right]^{1/2}, \quad (\text{A.47})$$

$$\frac{T}{T^*} = \frac{1}{M} \left[ \frac{\frac{1}{2}(\gamma+1)}{1 + \frac{1}{2}(\gamma-1)M^2} \right], \quad (\text{A.48})$$

$$\frac{p_0}{p_0^*} = \frac{p}{p^*} \left[ \frac{1 + \frac{1}{2}(\gamma-1)M^2}{\frac{1}{2}(\gamma+1)} \right]^{\gamma/\gamma-1} = \frac{1}{M} \left[ \frac{1 + \frac{1}{2}(\gamma-1)M^2}{\frac{1}{2}(\gamma+1)} \right]^{\gamma+1/2(\gamma-1)}. \quad (\text{A.49})$$

En algunos casos puede ser conveniente relacionar el término  $\bar{f}_{DL}/D_H$  con  $M_1$  y la relación de velocidades entre dos secciones cualesquiera, en vez de con  $M_2$ . Mediante las ecuaciones (A.1) y (A.9) se puede obtener la relación

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{U_2}{U_1} = \frac{M_1}{M_2} \left[ \frac{1 + \frac{1}{2}(\gamma-1)M_2^2}{1 + \frac{1}{2}(\gamma-1)M_1^2} \right]^{1/2}, \quad (\text{A.50})$$

combinando las ecuaciones (A.45) y (A.50), queda

$$\frac{1}{\gamma M_1^2} \left[ 1 + \frac{1}{2}(\gamma-1)M_2^2 \right] \left[ 1 - \left( \frac{U_1}{U_2} \right)^2 \right] + \frac{\gamma+1}{2\gamma} \ln \left( \frac{U_1}{U_2} \right)^2 = \frac{\bar{f}_{DL}}{D_H}, \quad (\text{A.51})$$

y combinando ahora las ecuaciones (A.5) y (A.8), se puede obtener la relación

$$\frac{U_1^2}{2} - \frac{U_2^2}{2} = \frac{\gamma}{\gamma-1} \left( \frac{p_2}{\rho_2} - \frac{p_1}{\rho_1} \right), \quad (\text{A.51})$$

que al sustituir (A.52) en (A.51), se transforma en

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \left[ 1 + \frac{1}{2}(\gamma-1)M_1^2 \left( 1 - (\rho_1/\rho_2)^2 \right) \right], \quad (\text{A.52})$$

o bien

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{U_2}{U_1} \left[ 1 + \frac{1}{2}(\gamma-1)M_1^2 \left( 1 - (U_2/U_1)^2 \right) \right]. \quad (\text{A.53})$$

### A.3 Línea de Fanno

La línea de Fanno se utiliza para describir los cambios que tienen lugar en un conducto en flujo compresible adiabático con fricción. La línea de Fanno muestra la evolución del flujo en un diagrama  $T-s$  ó  $h-s$  (figura A.3). Sustituyendo las ecuaciones de continuidad y de estado (A.12) y (A.23) en la ecuación de la entropía (A.25), se obtiene

$$\frac{ds}{c_p} = \frac{dT}{T} - \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{dT}{T} \left( 1 + \frac{c_p T}{U^2} \right), \quad (A.54)$$

teniendo en cuenta la ecuación de la energía (A.19), se transforma en

$$\frac{ds}{c_p} = \frac{1}{\gamma} \frac{dT}{T} - \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{dT}{T_0 - T}, \quad (A.55)$$

integrando entre un punto a temperatura  $T_1$  donde la entropía es,  $s_1 = 0$ , se obtiene la variación de la entropía con la temperatura, es decir,

$$\frac{s - s_1}{c_p} = \ln \left[ \left( \frac{T}{T_1} \right)^{1/\gamma} \left( \frac{T_0 - T}{T_0 - T_1} \right)^{\gamma-1/2\gamma} \right]. \quad (A.56)$$

Se puede obtener mediante esta ecuación la variación de la entropía con la temperatura para una temperatura de remanso dada. La línea de Fanno muestra todas las combinaciones posibles de entropía y temperatura que pueden existir en un flujo adiabático en un conducto de área constante a una temperatura de remanso mantenida constante. El punto de máxima entropía es,  $M = 1$ . La parte superior se aplica a flujo subsónico y la inferior a flujo supersónico, mientras la entropía siempre aumenta.

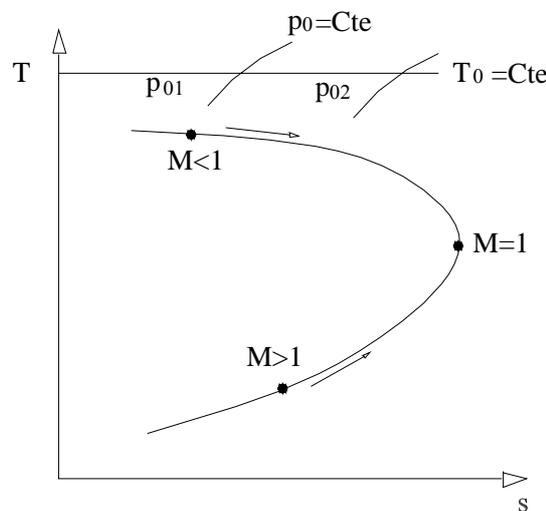


Figura A.3 Línea de Fanno.



## B. Medida de la rugosidad de las uniones ensayadas

Para calcular el coeficiente de fricción en el procesado de los resultados experimentales se utiliza la correlación de Colebrook-White, en la que el coeficiente de fricción depende del número de Reynolds y de la rugosidad relativa del conducto, por lo que es necesario conocer el valor de la rugosidad absoluta de la pared interna de los conductos que forman las uniones ensayadas. Por otra parte, en las simulaciones numéricas aunque el valor de la rugosidad no tiene porque ser exactamente igual ya que el procesado de resultados lo compensa, si es conveniente que las simulaciones reproduzcan lo más fielmente posible las condiciones reales de los ensayos experimentales.

La estructura superficial de un metal se considera compuesta de varias capas. La capa más externa está formada por contaminantes y en ella quedan atrapados gases, óxidos, grasas y suciedad. A continuación se tiene una capa formada por óxido que tiene una gran importancia en la medida de rugosidades ya que puede reducir bastante su valor, teniendo importantes efectos sobre la fricción, lubricación, ...etc. La siguiente capa esta deformada plásticamente por el proceso de fabricación y por último queda el metal substrato.

La rugosidad superficial se suele medir en micras ( $\mu\text{m}$ ). Son varios los parámetros que pueden definir la rugosidad de una superficie. Entre ellos los más comunes son los siguientes:

- $R_a$ , valor medio estadístico sobre la línea central

$$R_a = \frac{x_1 + x_2 + x_3 + \dots + x_n}{n} \quad (\text{B.1})$$

- $R_q$ , valor RMS

$$R_q = \sqrt{\frac{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 + \dots + x_n^2}{n}} \quad (\text{B.2})$$

- $R_t$ , valor de la rugosidad máxima.

En la tabla B.1 se muestran los rangos de rugosidad superficial absoluta obtenidos en la fabricación de piezas según los distintos procesos de mecanizado. El proceso de fabricación utilizado para los conductos que forman las uniones ensayadas ha sido el taladrado, en la unión a  $90^\circ$  y en la rama lateral de la unión direccional, ya que la rama principal en este último caso es tubo de acero comercial estirado en frío.

Process	Roughness ( $R_a$ )													
	$\mu\text{m}$	50	25	12.5	6.3	3.2	1.6	0.8	0.40	0.20	0.10	0.05	0.025	0.012
	$\mu\text{in.}$	2000	1000	500	250	125	63	32	16	8	4	2	1	0.5
Flame cutting														
Snagging (coarse grinding)														
Sawing														
Planing, shaping														
Drilling														
Chemical machining														
Electrical-discharge machining														
Milling														
Broaching														
Reaming														
Electron-beam machining														
Laser machining														
Electrochemical machining														
Turning, boring														
Barrel finishing														
Electrochemical grinding														
Roller burnishing														
Grinding														
Honing														
Electropolishing														
Polishing														
Lapping														
Superfinishing														

Tabla B.1 Rugosidad absoluta para diferentes procesos de mecanizado.

La medida de la rugosidad superficial se lleva a cabo mediante un sensor en forma de pequeña aguja con punta de diamante que recorre longitudinalmente y en línea recta un tramo de superficie de longitud variable. El perfil es representado a una escala determinada con una ganancia ajustable. El instrumento se denomina "generador de perfiles superficiales" y compensa otras deformaciones de la superficie como son óxidos, ... etc. Debido al radio del sensor el perfil que muestra el instrumento aparece suavizado como se puede apreciar en la figura B.1.

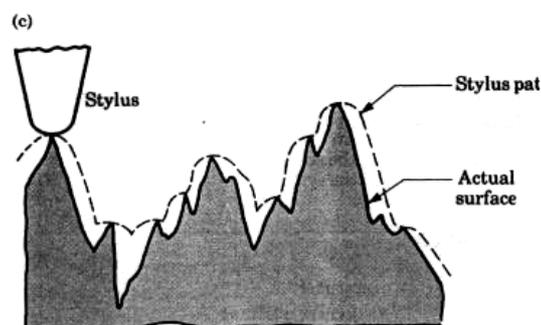


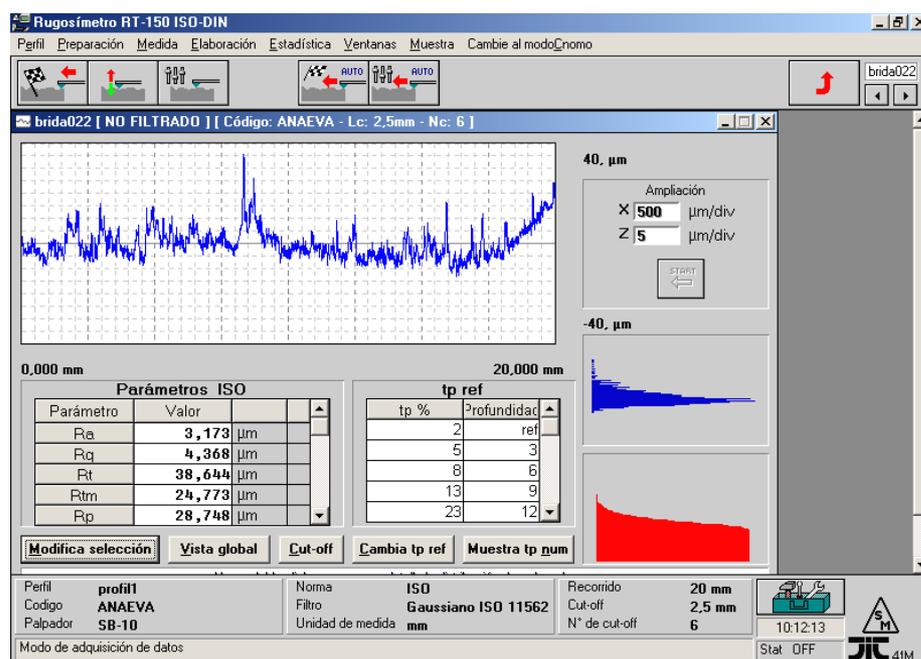
Figura B.1 Medida de la rugosidad superficial mediante palpador.

El diámetro interior mínimo del conducto debe ser de 10 mm debido al tamaño del sensor completo. En la tabla B.2 se resumen las características técnicas del rugosímetro empleado.

Modelo	Rugosímetro RT-150 TECMICRO
Sistema de medida	Inductivo diferencial
Tipos de palpadores	Palpadores con/sin patín
Posicionamiento	Posibilidad de colocar el palpador a 90° Configurable totalmente mediante software GESRUG
Ajuste fino de recorrido vertical	100 mm
Filtros	2CR, FC, 2CR y Gauss
Normas	DIN, ISO y CNOMO
Recorridos	Máximo 100 mm, mínimo 1 mm
Rango vertical sin patín	3 mm
Resolución	0,001 $\mu\text{m}$
Parámetros	$R_a$ , $R_q$ , $R_z$ (DIN), $R_{\max}$ ( $R_y$ ), $R_{tm}$ , $R_p$ , $R_t$ y otros

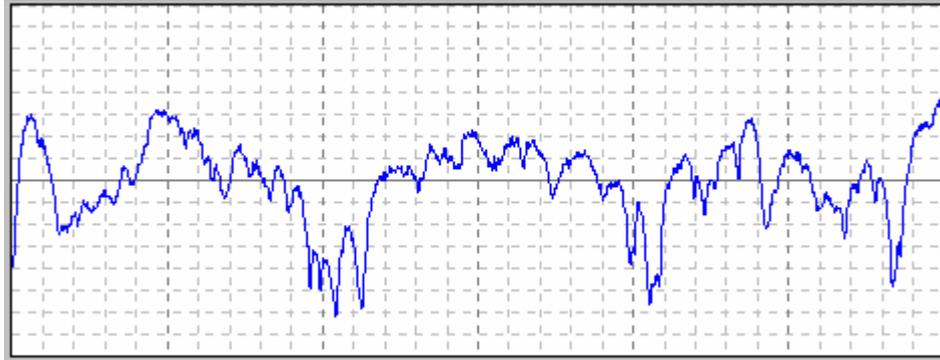
**Tabla B.2** Características técnicas del rugosímetro RT-150 TECMICRO.

En la figura B.2 se muestra un ejemplo del software de configuración y medida.



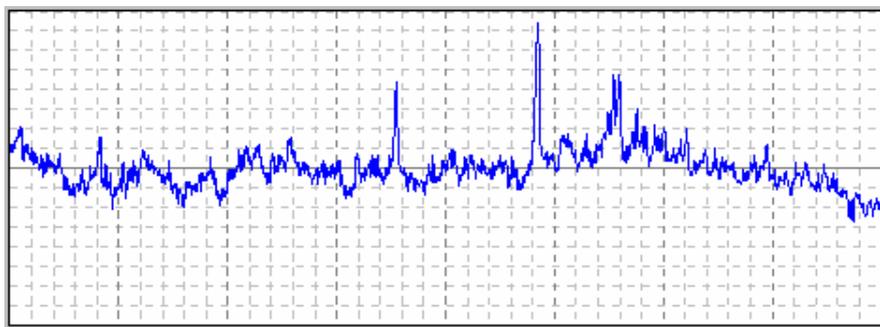
**Figura B.2** Software de configuración y medida del rugosímetro.

En la figura B.3 se observa un perfil típico de la pared interior del conducto. La escala vertical es de 0,5  $\mu\text{m}/\text{div}$  mientras que la escala horizontal es 50  $\mu\text{m}/\text{div}$ . La longitud recorrida puede ser ajustada. En todas los casos se ajustó a 1,5 mm. La rugosidad absoluta obtenida por taladrado presenta un nivel elevado de irregularidad y el valor medio es del orden de 2  $\mu\text{m}$ , que coincide con el rango bajo del indicado en la tabla B.1.

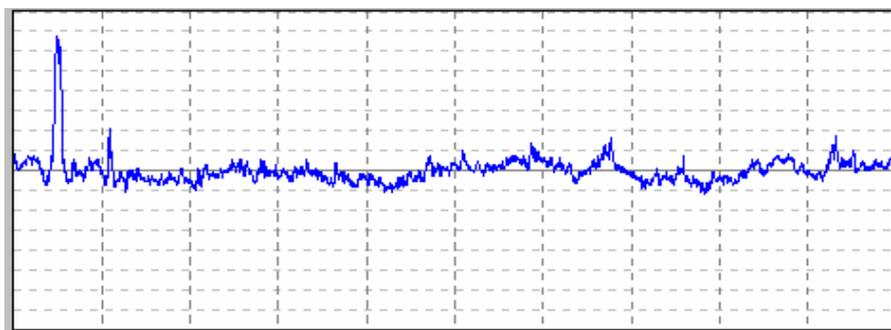


**Figura B.3** Perfil interno del conducto. Unión tipo "T" a 90°.  
Escala V 0,5  $\mu\text{m}/\text{div}$ , escala H 50  $\mu\text{m}/\text{div}$ .

Se realizaron medidas en diferentes intervalos de tiempo para observar la variación de la rugosidad con la oxidación, no habiéndose observado cambios sustanciales. En las uniones tipo pulsoconvertidor, se repitieron las medidas para cada uno de los tramos que componen el montaje experimental. Los resultados globales obtenidos fueron que la rugosidad absoluta medida en la rama lateral es del orden de 3  $\mu\text{m}$ , mientras que en la rama principal es del orden de 2  $\mu\text{m}$ . En las figuras B.4 y B.5 se muestran algunos de los perfiles de rugosidad interna medidos.

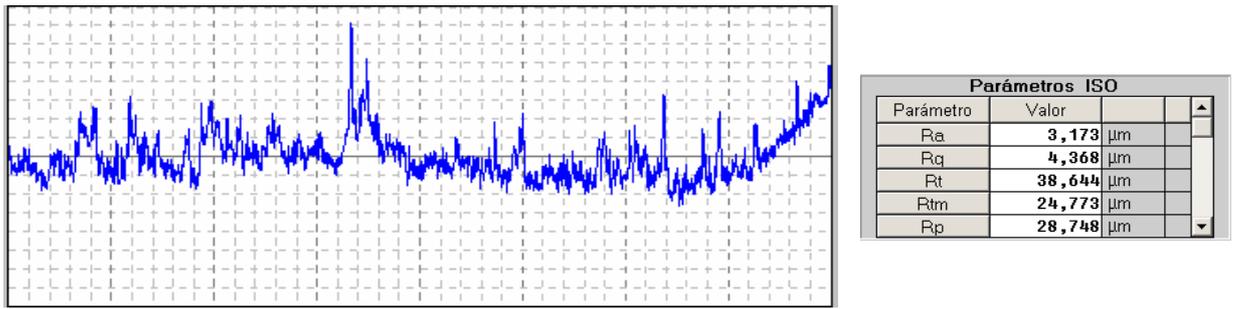


Parámetros ISO			
Parámetro	Valor		
Ra	2,498	$\mu\text{m}$	
Rq	3,898	$\mu\text{m}$	
Rt	48,422	$\mu\text{m}$	
Rtm	21,272	$\mu\text{m}$	
Rp	32,643	$\mu\text{m}$	



Parámetros ISO			
Parámetro	Valor		
Ra	2,075	$\mu\text{m}$	
Rq	2,828	$\mu\text{m}$	
Rt	29,848	$\mu\text{m}$	
Rtm	16,333	$\mu\text{m}$	
Rp	21,526	$\mu\text{m}$	

**Figura B.4** Perfil interno del conducto de la rama principal de la unión direccional.  
Escala V 2  $\mu\text{m}/\text{div}$ , escala H 50  $\mu\text{m}/\text{div}$ .



**Figura B.5** Perfil interno del conducto de la rama lateral de la unión direccional.  
Escala V 2 μm/div, escala H 50 μm/div.



## C. Estimación de la incertidumbre en las medidas experimentales

A continuación se detallan los datos para la estimación de la incertidumbre en la medida de las magnitudes termo-fluidas que han sido obtenidas experimentalmente. El procedimiento general consta de los siguientes pasos:

1. Descripción del sistema de medida.
2. Tabulación y clasificación de las fuentes de error.
3. Importancia de cada fuente de error y las bases para su estimación.
4. Cálculo de la precisión y el sesgo global estimado. Obtención del límite de incertidumbre que combina las componentes sistemática y aleatoria.
5. Construir una tabla resumen de los resultados y los límites de incertidumbre de la medida.

Respecto al primer apartado, la descripción de los sistemas de medida y sus características técnicas básicas se detallan en el apartado 4.1. Las fuentes de error generales se clasifican a continuación, y por último se realiza el cálculo de la incertidumbre en la medida de cada variable de forma independiente.

Las fuentes de error principales se pueden clasificar en:

- a) Errores de calibración. El error puede ser debido al propio calibrador (error sistemático) o debido al proceso de calibración (error aleatorio).
- b) Errores de medida o de adquisición de datos. Es una fuente de error independiente y no acumulativa.
- c) Errores de procesado o reducción de datos.
- d) Errores de método. Es el error debido a las constantes utilizadas en los cálculos.
- e) Errores subjetivos. Son los errores introducidos por el operador.





C.2 Estimación de la incertidumbre en la medida de la presión estática

Fuente de error	Evaluación del error		Errores sistemáticos		Errores aleatorios		Unidades	F. cobertura	F. estadística	I. Combinada	I. Expandida
	Limite	Expresión de cálculo	Valores	Parámetros	Valores	Parámetros					
CERIALINE (0-500) kPa										2,5526	5,1052
<b>Error asociado al sensor de medida</b>										0,4918	0,9835
<b>Error del elemento sensor</b>											
Exactitud (linealidad, histéresis y repetibilidad)	Corregido										
Efectos de estabilidad	Despreciable										
Efectos de temperatura sobre la deriva de cero		0,02% FS/1°C	5°C	0,1000							
Efectos de la temperatura sobre la deriva del span		0,015% FS/1°C	5°C	0,0750							
Efectos de la presión estática	Despreciable										
Error de conversión de señal	Corregido										
<b>Error asociado a la instalación del sensor</b>											
Efectos de la posición de montaje	No se considera										
<b>Error asociado a efectos ambientales</b>											
Efectos de humedad	Despreciable										
Resistencia de las conexiones	Despreciable										
<b>Error del sistema de acondicionamiento de señal</b>											
Error de la fuente de alimentación	Corregido										
Error del amplificador	Despreciable										
<b>Error del sistema de adquisición de datos</b>											
Error de la conversión AD		0,0015% Reading+0,0004	Range	0,014	0,0018						
Resolución del voltímetro		0,001 V									
Calibración del voltímetro	No se considera										
Deriva térmica del voltímetro		±0,5% reading + 0,1% read	5	0,0255	0,51						
Deriva temporal del voltímetro		±0,5% reading + 0,05% read	5	0,02	0,4						
<b>Incertidumbre del calibrador</b>											
Error por resolución del indicador		Incremento mínimo		0,001	0,0001						
Error por resolución del calibrador		0,005% FS		0,105	0,0131						
Error de exactitud del calibrador		0,075% FS		0,75	0,093						
Error de exactitud del sensor			2100	0,0350216	0,0096						
Error debido a las desviaciones respecto al valor nominal				0,5	0,0625						
Error debido a las condiciones ambientales		0,0070,58°C/(P/100) T									

Tabla C.3 Estimación de la incertidumbre de la medida de la presión estática absoluta.

C.3 Estimación de la incertidumbre en la medida de la diferencia de presiones

Fuente de error	Evaluación del error	Errores sistemáticos		Evaluación error		Errores aleatorios		Unidades Inc. estándar	%	I. Combinada	I. Expandida (IC 95%)
		Límite Expresión de cálculo	Valores parámetros	Error nominal Absoluto (kPa) Relativo (%)	Limitación de cálculo	Valores parámetros	Error nominal Absoluto (kPa) Relativo (%)				
<b>Fuente de error</b> SMAR D2 Caso más favorable Rango máximo 0-500 kPa										0.9426 mbar	1.8853 mbar
<b>Error asociado al sensor de medida</b>										0.3775 %	0.7550 %
Exactitud (linealidad, histéresis y repetibilidad)	Corregida	0.2% UR/6 meses		0.05% (1+0.1UR/Spain)% Spain		250	0.1375	0.0550	Normal	1.7321	0.0318
Efecto de la estabilidad de cero	Corregida	(0.075% UR/40.15% Span)/2	5°C	0.140625	0.0653				Normal	1.7321	0.0318
Efectos de la temperatura	Corregida	0.2% Lectura/500 psi	800 kPa	0.01	0.0048				Normal	1.7321	0.0318
Error de lectura de bajas caudales	Corregida										
<b>Error asociado a la instalación del sensor</b>											
Efectos de la posición de montaje	Corregida	Disp. zero 250 Pa									
<b>Error asociado a efectos ambientales</b>											
Resistencia de las conexiones	Despreciable	Cumple norma IEC 801									
Ruido electromagnético	Despreciable										
<b>Errores del sistema de acondicionamiento de señal</b>											
Error de la fuente de alimentación	Corregida	0.005% Span/Voltio									
Error del amplificador	Despreciable										
<b>Error del sistema de adquisición de datos</b>											
Resolución de la conversión A/D y multiplexado	Corregida	0.01% Reading/0.004 Range		0.035	0.0350				Rectangular	1.7321	0.0202
Error de lectura del voltmetro	No se considera	0.001 V							Rectangular	3.4641	0.0003
Calibración del voltmetro	No se considera	±0.5% reading + 0.1% error	250	1.275	0.51				Rectangular	1.7321	0.2944
Deriva térmica del voltmetro	No se considera	±0.5% reading ± 0.05% año	250	1	0.4				Rectangular	1.7321	0.2309
Deriva temporal del voltmetro											
<b>Fuente de error</b> SMAR D3 Caso más favorable Rango máximo 0-2500 kPa										4.7121 mbar	9.4242 mbar
<b>Error asociado al sensor de medida</b>										0.3770 %	0.7540 %
Exactitud (linealidad, histéresis y repetibilidad)	Corregida	0.2% UR/6 meses		0.05% (1+0.1UR/Spain)% Spain		250	0.6875	0.0550	Normal	1.7321	0.0318
Efecto de la estabilidad de cero	Corregida	(0.075% UR/40.15% Span)/2	5°C	0.703125	0.0653				Normal	1.7321	0.0318
Efectos de la temperatura	Corregida	0.2% Lectura/500 psi	800	0.01	0.0048				Normal	1.7321	0.0318
Error de lectura de bajas caudales	Corregida										
<b>Error asociado a la instalación del sensor</b>											
Efectos de la posición de montaje	Corregida	Disp. zero 250 Pa									
<b>Error asociado a efectos ambientales</b>											
Resistencia de las conexiones	Despreciable	Cumple norma IEC 801									
Ruido electromagnético	Despreciable										
<b>Errores del sistema de acondicionamiento de señal</b>											
Error de la fuente de alimentación	Corregida	0.005% Span/Voltio									
Error del amplificador	Despreciable										
<b>Error del sistema de adquisición de datos</b>											
Resolución de la conversión A/D y multiplexado	Corregida	0.01% Reading/0.004 Range		0.0052	0.0104				Rectangular	1.7321	0.0030
Error de lectura del voltmetro	No se considera	0.001 V							Rectangular	3.4641	0.0003
Calibración del voltmetro	No se considera	±0.5% reading ± 0.1% error	250	6.375	0.51				Rectangular	1.7321	0.2944
Deriva térmica del voltmetro	No se considera	±0.5% reading ± 0.05% año	250	5	0.4				Rectangular	1.7321	0.2309
Deriva temporal del voltmetro											

Tabla C.4 Estimación de la incertidumbre de la medida de la diferencia de presión estática.

C.4 Estimación de la incertidumbre en la medida de la temperatura estática

Fuentes de incertidumbre	Evaluación error	Errores sistemáticos		Errores aleatorios		Dist. estadística	F. cobertura	Unidades	I. Combinada	I. Expandida
		Valores Parámetros	Expresión de Cálculo	Valores Parámetros	Expresión de Cálculo					
<b>Error de medida</b>										
Error asociado a la sonda de medida	Según catálogo ± 1°C									
Error del elemento sensor	Métodos estadísticos									
<b>Errores asociados al sistema de calibración</b>										
No se considera calibración	*****									
<b>Error asociado a la instalación de la sonda</b>										
Error por profundidad de inmersión (12 mm con aislamiento)	No se considera									
Error por transmisión de calor por conducción	Corregido									
Error debido a la transmisión de calor por radiación	No se considera									
Error por efecto de ramiño del flujo sobre la sonda	No se considera									
<b>Error asociado a efectos ambientales</b>										
Ruido electromagnético	Filtrado señal - Despreciable									
Resistencia de las conexiones	Despreciable									
FEM térmicas	Despreciable									
Fluctuaciones de temperatura en la unión fría	Corregido									
Estado de tierra	Despreciable									
<b>Error del sistema de acondicionamiento de señal</b>										
Error de la fuente de intensidad	Despreciable									
Error del amplificador	Despreciable									
<b>Error del sistema de adquisición de datos</b>										
Error de lectura del voltímetro	Resolución del voltímetro									
Calibración del voltímetro	No se considera									
Deriva térmica del voltímetro	±(0.5% lectura + 0.1% rango)	20	0.102	0.51						
Deriva temporal del voltímetro	±(0.5% lectura + 0.05% rango)	20	0.06	0.4						
Resolución de la conversión A/D, multiplexado	0.08°C	20	0.06	0.3						

Tabla C.5 Estimación de la incertidumbre de la medida de la temperatura estática.

## D. Influencia sobre los resultados de algunas de las hipótesis de simulación

### D.1 Influencia de la longitud de las ramas en el modelo numérico

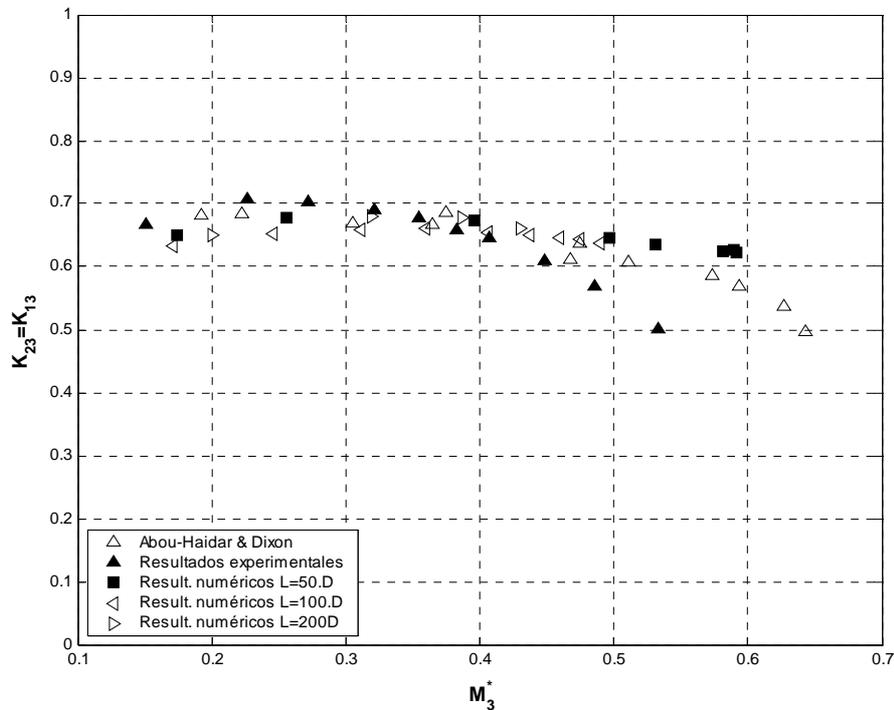
La longitud de las ramas en el modelo numérico es un parámetro importante, ya que es necesario que se alcancen condiciones de flujo totalmente desarrollado en las entradas, después de imponer la condición de contorno "gasto másico de entrada". Por otro lado, aguas abajo de la unión o bifurcación de los flujos de entrada también es necesario que el flujo se desarrolle y alcance condiciones uniformes transversalmente. Cuando las longitudes de las ramas no tienen la suficiente longitud el coeficiente de fricción obtenido no se corresponde con el de flujo totalmente desarrollado introduciendo un error en el cálculo del coeficiente de pérdidas locales de la unión, debido a que las pérdidas por fricción no han sido descontadas con exactitud.

Desde este punto de vista, la exactitud en el cálculo del coeficiente de fricción es mayor conforme mayor sea la longitud de las ramas, sin embargo, cuanto mayor es la longitud, menor es el número de Mach máximo alcanzable en la unión, ya que se producirá un efecto de "bloqueo" del flujo debido a la fricción. Esta limitación tiene mayor trascendencia en los casos de unión de flujos, donde la rama común es la rama de salida y en su extremo el número de Mach está limitado a uno. Obviamente, cuanto mayor es la longitud de las ramas el coste computacional también es mayor.

Se ha analizado la influencia en el cálculo del coeficiente de pérdidas de presión de remanso de Miller y en el nuevo coeficiente propuesto de la longitud de las ramas de la unión, realizando simulaciones para  $L = 50D$ ,  $L = 100D$  y  $L = 200D$  en el caso de unión de flujos C2, con relación de gastos entre ramas  $q = 0.5$ , y para el caso de bifurcación de flujos D2,  $q = 0.5$ , con  $L = 50D$  y  $L = 100D$ .

En la figura D.1 se observa como en el caso de unión de flujos los resultados son prácticamente coincidentes para las tres longitudes estudiadas, ya que en todos los casos la longitud es suficiente para alcanzar flujo totalmente desarrollado, tanto en las ramas de entrada como en la rama de salida. Sólo existen pequeñas diferencias a bajos números de Mach que pueden ser debidas a que el modelo de turbulencia no proporciona resultados exactos cuando el gasto másico es reducido, existiendo una mayor incertidumbre en los resultados numéricos. Se observa también como el número de Mach máximo disminuye al aumentar la longitud. Así, cuando la longitud es  $50 \cdot D$ , la principal causa que limita el número de Mach máximo alcanzable es el desprendimiento del flujo en la zona de entrada de la rama común. El número de Mach promedio máximo es, en este caso, del orden de 0.6 debido al fenómeno de "vena contracta". Al aumentar la longitud de las ramas el número de Mach límite disminuye,

debido a que la fricción produce un incremento en el número de Mach en la rama de salida que limita a su vez el gasto másico físicamente posible.

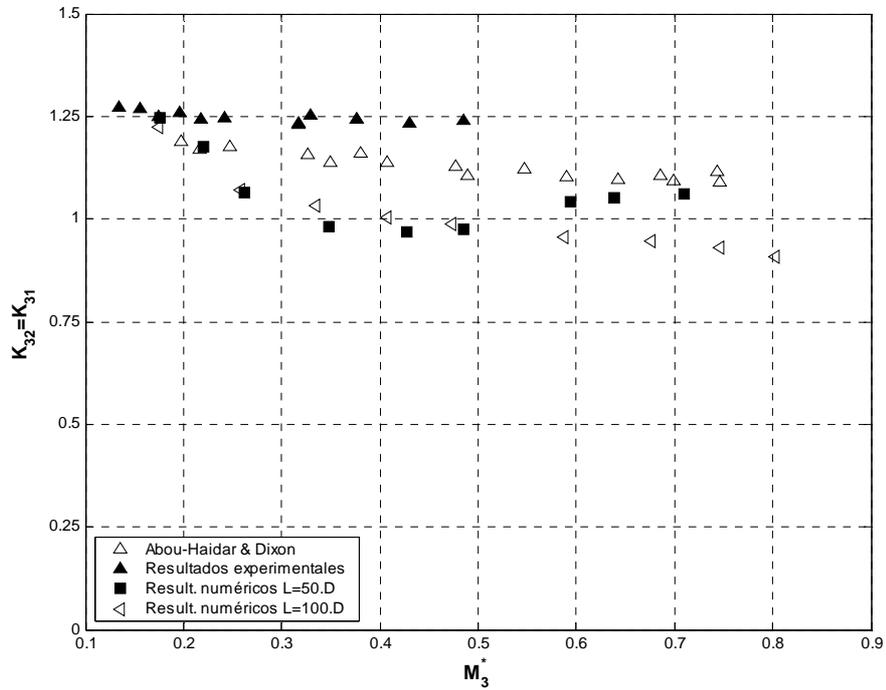


**Figura D.1** Influencia de la longitud de las ramas en el cálculo del coeficiente de pérdidas. Comparación entre datos de Abou-Haidar y Dixon, resultados experimentales y numéricos para diferentes longitudes. Unión de flujos C2,  $q = 0.5$ .

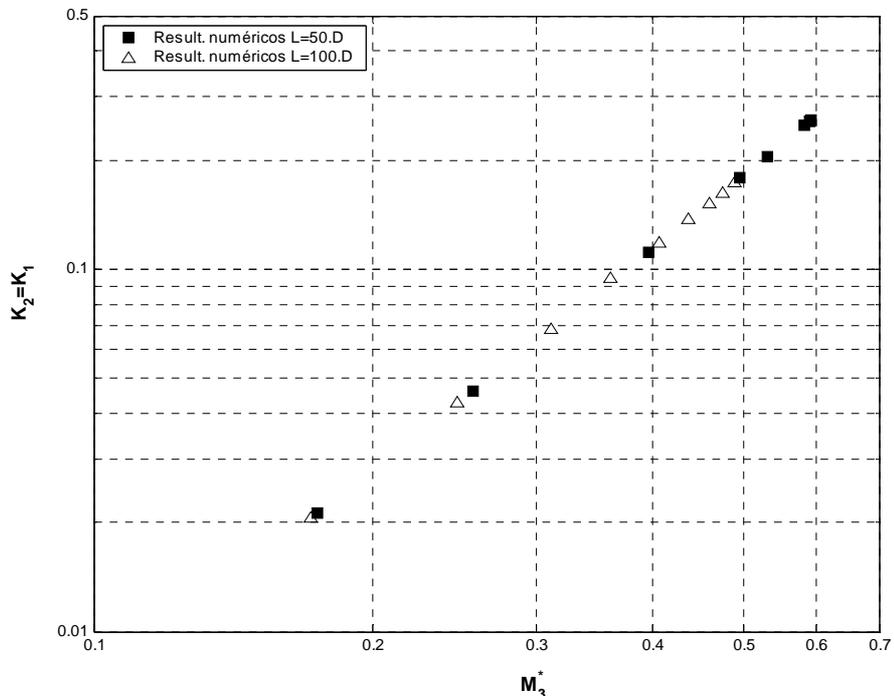
En la figura D.2 se comparan los resultados numéricos obtenidos para el coeficiente de pérdidas de Miller en el caso de bifurcación de flujos D2 y  $q = 0.5$ , para dos longitudes de rama diferentes  $L = 50 \cdot D$  y  $L = 100 \cdot D$ . En este caso, se obtiene muy buena coincidencia de resultados en ambos casos para números de Mach hasta 0.5, aunque el coeficiente de pérdidas es del orden de un 10% menor que el de Abou-Haidar y un 20% inferior a los resultados experimentales obtenidos. Al aumentar el número de Mach, la distancia requerida aguas abajo de la unión para obtener flujo totalmente desarrollado aumenta, obteniéndose en el caso de  $L = 50D$  que el coeficiente de pérdidas aumenta acercándose a los datos de referencia, sin embargo, esto puede ser debido a un error en el cálculo del coeficiente de fricción ya que para el caso  $L = 100D$ , el coeficiente de pérdidas sigue disminuyendo presentando la misma tendencia que los resultados experimentales (aunque en este caso debido a las características de la instalación, el número de Mach máximo alcanzable está muy limitado) y de los datos de Abou-Haidar y Dixon.

En las figuras D.3 y D.4 se han comparado los resultados obtenidos para el nuevo coeficiente propuesto para dos longitudes,  $50D$  y  $100D$ , en los tipos de flujo C2 y D2, respectivamente. Se observa en ambos casos como el grado de

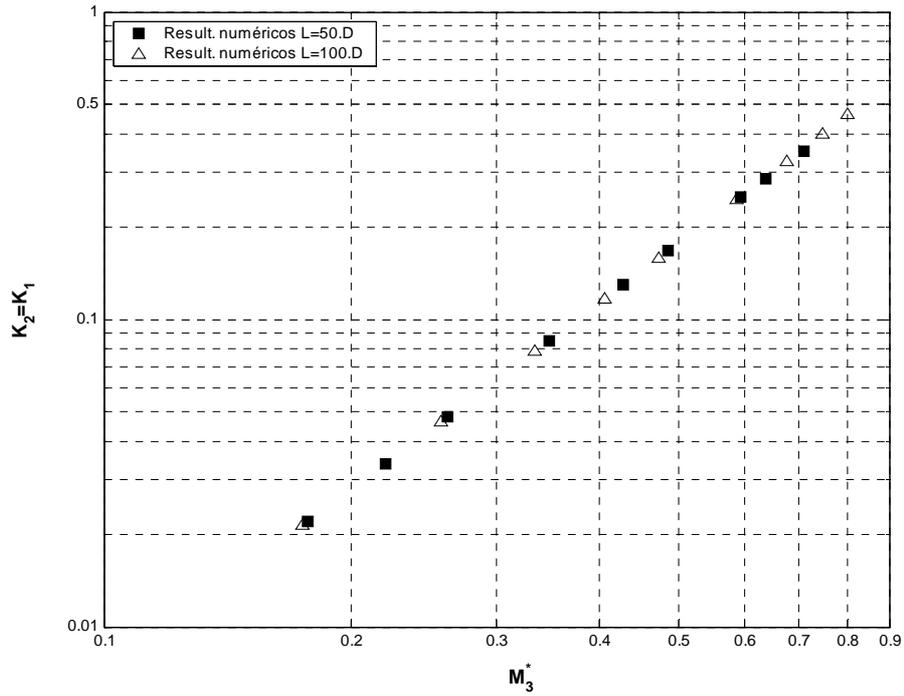
coincidencia es total, y como en el caso de unión de flujos conforme menor es la longitud de las ramas mayor es el número de Mach máximo alcanzable.



**Figura D.2** Influencia de la longitud de las ramas en el cálculo del coeficiente de pérdidas. Comparación entre datos de Abou-Haidar y Dixon, resultados experimentales y numéricos para diferentes longitudes. Bifurcación de flujos D2 ,  $q = 0.5$ .



**Figura D.3** Influencia de la longitud de las ramas en el cálculo del nuevo coeficiente propuesto. Comparación entre los resultados numéricos obtenidos para  $L = 50D$  y  $L = 100D$ . Unión de flujos C2 ,  $q = 0.5$ .

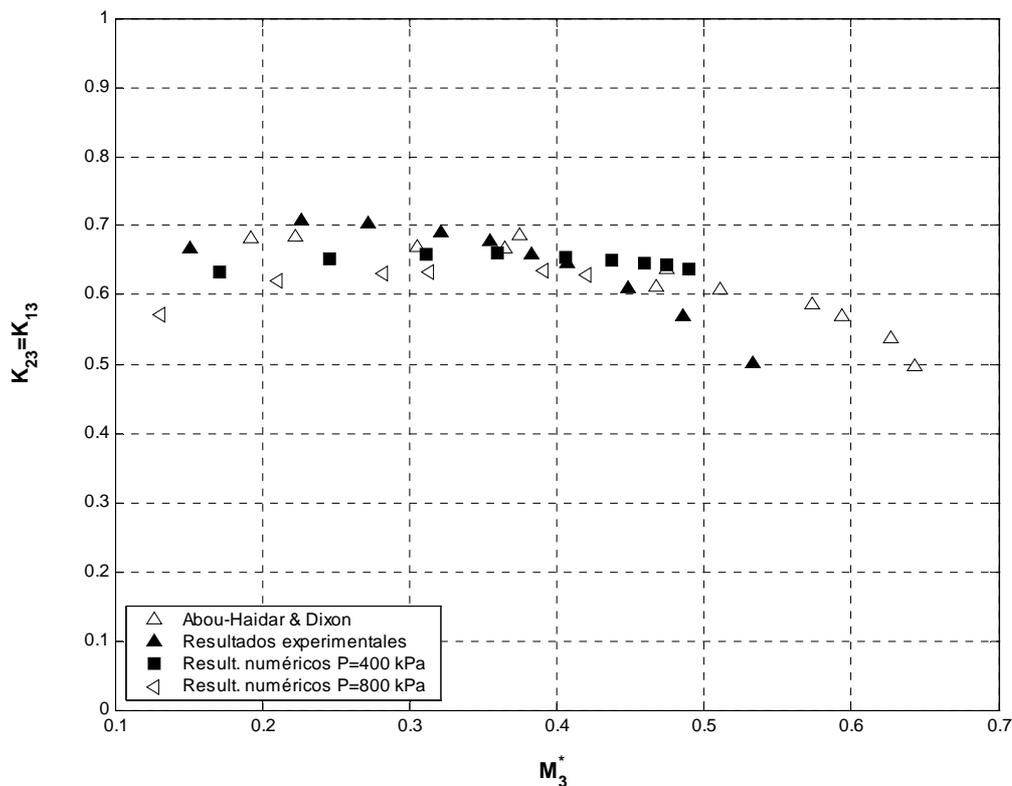


**Figura D.4** Influencia de la longitud de las ramas en el cálculo del nuevo coeficiente propuesto. Comparación entre los resultados numéricos obtenidos para  $L = 50D$  y  $L = 100D$ . Bifurcación de flujos  $D2$ ,  $q = 0.5$ .

## D.2 Influencia de la presión en la condición de contorno “pressure outlet”

Durante los ensayos experimentales el procedimiento seguido para obtener el coeficiente de pérdidas, a diferentes números de Mach para cada relación de gastos másicos entre ramas y configuración de flujo, consiste en regular el gasto másico de aire aguas abajo de la unión ensayada. En las simulaciones numéricas el procedimiento seguido fue diferente, manteniendo la presión estática constante en la sección de salida de las ramas aguas abajo de la unión, y modificando el gasto másico en cada rama con objeto de mantener la relación de gastos constante.

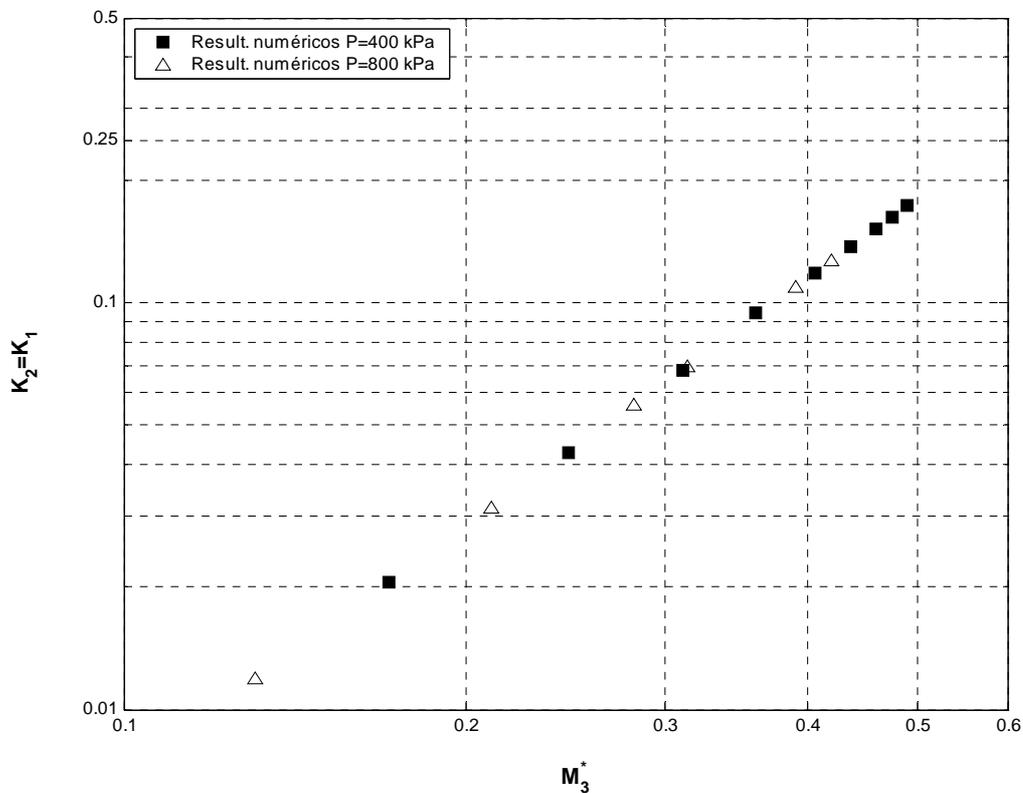
El nivel de presión estática, por lo tanto, en los ensayos experimentales y las simulaciones numéricas es diferente, aunque esto no afecta al cálculo del coeficiente de pérdidas como predice el análisis dimensional y como ha sido comprobado. En la figura D.5 se ha representado el coeficiente de pérdidas en función del número de Mach extrapolado en la rama común obtenido numéricamente, imponiendo dos presiones de salida diferentes como condición de contorno “pressure outlet” en la rama común de salida, para el caso de unión de flujos C2 y relación de gastos  $q = 0.5$ .



**Figura D.5** Influencia de la presión en el cálculo del coeficiente de pérdidas. Comparación entre datos de Abou-Haidar y Dixon, resultados experimentales y numéricos para diferentes presiones. Unión de flujos C2,  $q = 0.5$ .

Como se puede observar los resultados son prácticamente coincidentes, si bien, conforme mayor es la presión estática de salida menor es el número de Mach que se obtiene para un determinado gasto másico en las ramas de entrada, como consecuencia del aumento de la densidad del fluido y la disminución de velocidad correspondiente. Así, para los mismos gastos simulados, cuando la presión de salida es fijada en 400 kPa absolutos el número de Mach máximo es del orden de 0.5, mientras que para la presión de 800 kPa el número de Mach máximo es de 0.42, aproximadamente.

En la figura D.6 se ha representado el nuevo coeficiente propuesto en función del número de Mach para las dos presiones simuladas, pudiendo observarse la plena coincidencia de resultados.



**Figura D.6** Influencia de la presión en el cálculo del nuevo coeficiente propuesto. Comparación entre los resultados numéricos obtenidos para los valores de presión estática  $p = 400$  kPa y  $p = 800$  kPa como condición de contorno en la rama común de salida. Unión de flujos C2,  $q = 0.5$ .

### D.3 Influencia del calor específico a presión constante

Se ha observado que el coeficiente de pérdidas definido por Miller presenta una gran sensibilidad frente a cambios en las magnitudes fluidas de las que depende, en especial, de la presión estática. Otras magnitudes fluidas como la temperatura estática producen una menor fluctuación en el coeficiente de pérdidas. Los resultados numéricos utilizados en el procedimiento de procesado para obtener el coeficiente de pérdidas son las temperaturas estáticas y de remanso a lo largo de cada una de las ramas de la unión.

En este apartado se analiza la influencia de tomar para las propiedades físicas del aire un valor para el calor específico constante o una correlación en función de la temperatura (Rasmussen, 1997). Se ha observado que prácticamente no hay diferencias, ya que el intervalo de temperaturas en el flujo es muy reducido al tratarse de un problema de flujo adiabático (figuras D.7 y D.8).

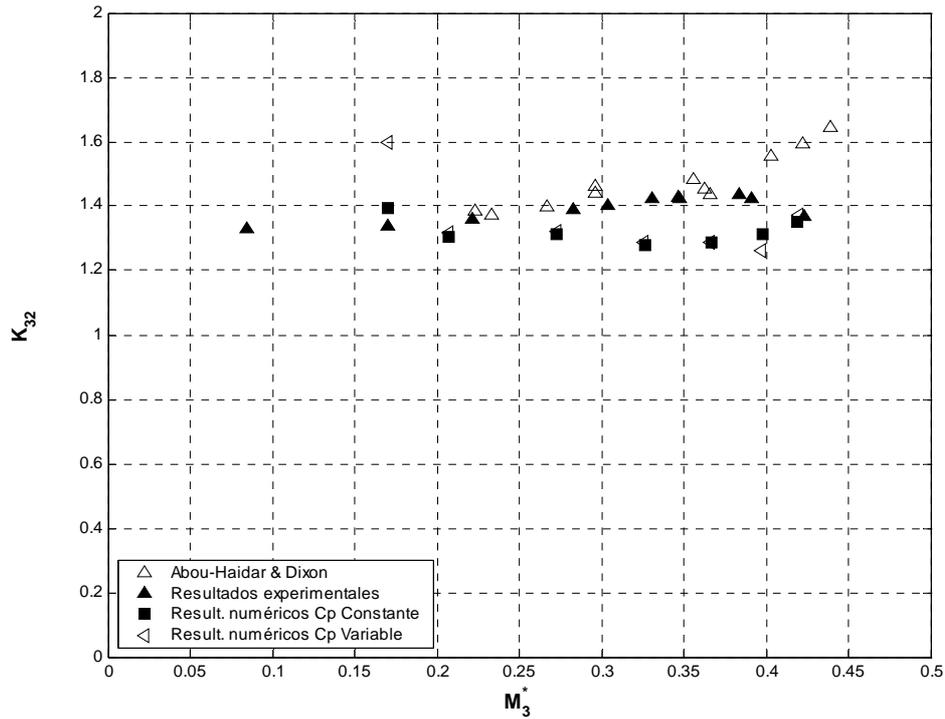
#### Modelo de calor específico constante

$$c_p = 1006.43 \text{ J/kg.K.} \quad (\text{D.1})$$

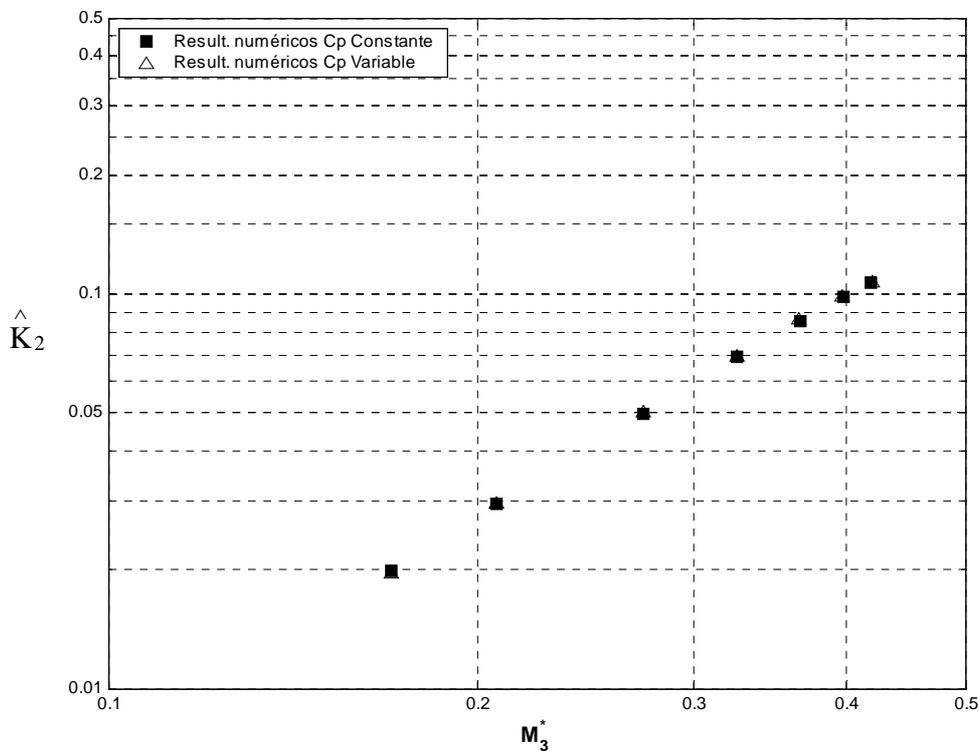
#### Modelo de calor específico en función de la temperatura de Rasmussen

$$c_p = 1053.50355 - 0.387383 \cdot T + 8.93211912 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 - 4.20480324 \cdot 10^{-7} \cdot T^3 \text{ J/kg.K.} \quad (\text{D.2})$$

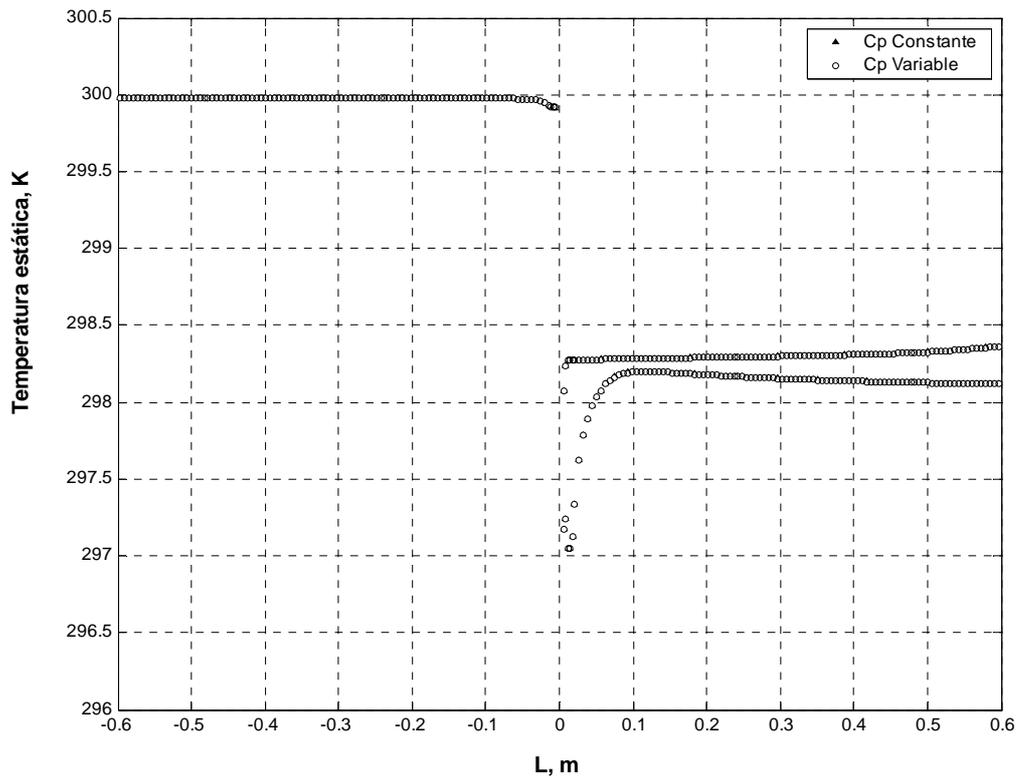
En las figuras D.9 y D.10 se ha representado la variación de la presión estática y la presión de remanso, respectivamente, a lo largo de cada una de las ramas de la unión para dos gastos máxicos diferentes. Se puede observar que no hay diferencias apreciables en ninguno de los dos casos, tanto si se toma el calor específico como constante o dependiente de la temperatura. La representación de la variación de la temperatura de remanso permite comprobar como aunque la hipótesis de flujo adiabático se verifica globalmente, existen zonas como la zona de flujo no desarrollado en las ramas de entrada y aguas abajo de la unión de flujos, en las que se produce una pequeña variación de la temperatura de remanso, que puede provocar fluctuaciones en el cálculo del coeficiente de pérdidas, por lo que en algunas ocasiones puede ser útil considerar constante la temperatura de remanso en el procesado. La influencia de considerar estas hipótesis será analizada posteriormente.



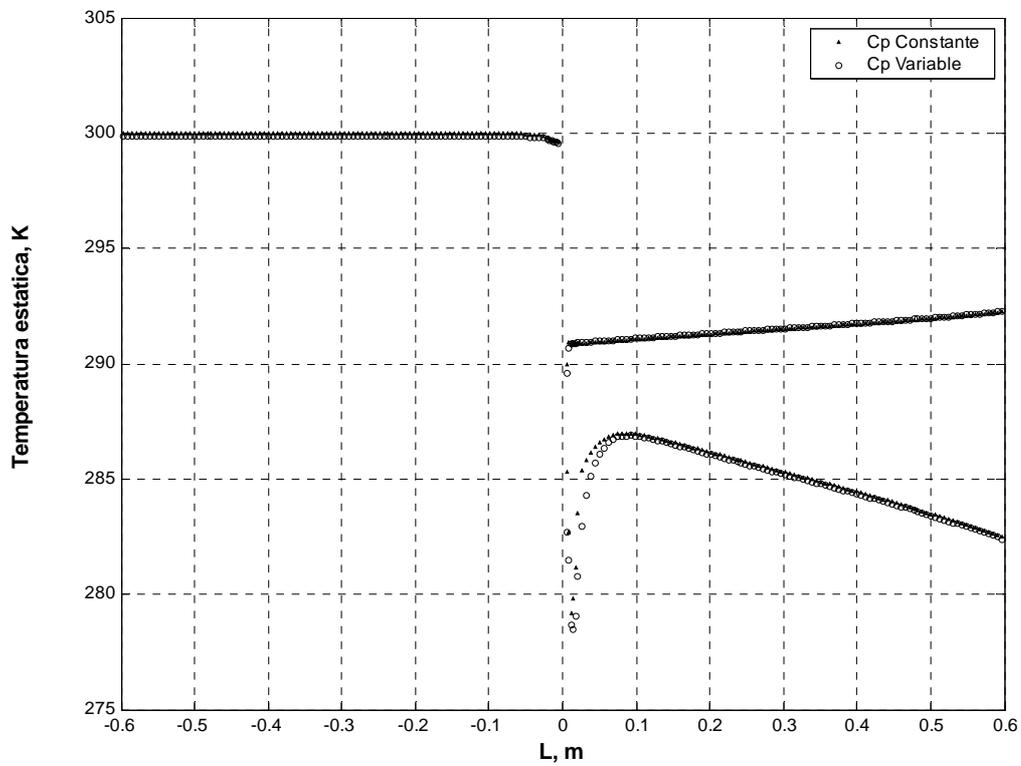
**Figura D.7** Influencia del coeficiente de calor específico a presión constante en el cálculo del coeficiente de pérdidas. Comparación entre datos de Abou-Haidar y Dixon, resultados experimentales y numéricos considerando el calor específico constante y variable. Unión de flujos D2 ,  $q = 1$ .



**Figura D.8** Influencia del calor específico a presión constante en el cálculo del nuevo coeficiente propuesto. Comparación entre los resultados numéricos obtenidos considerando el calor específico constante y variable. Bifurcación de flujos D2 ,  $q = 1$ .

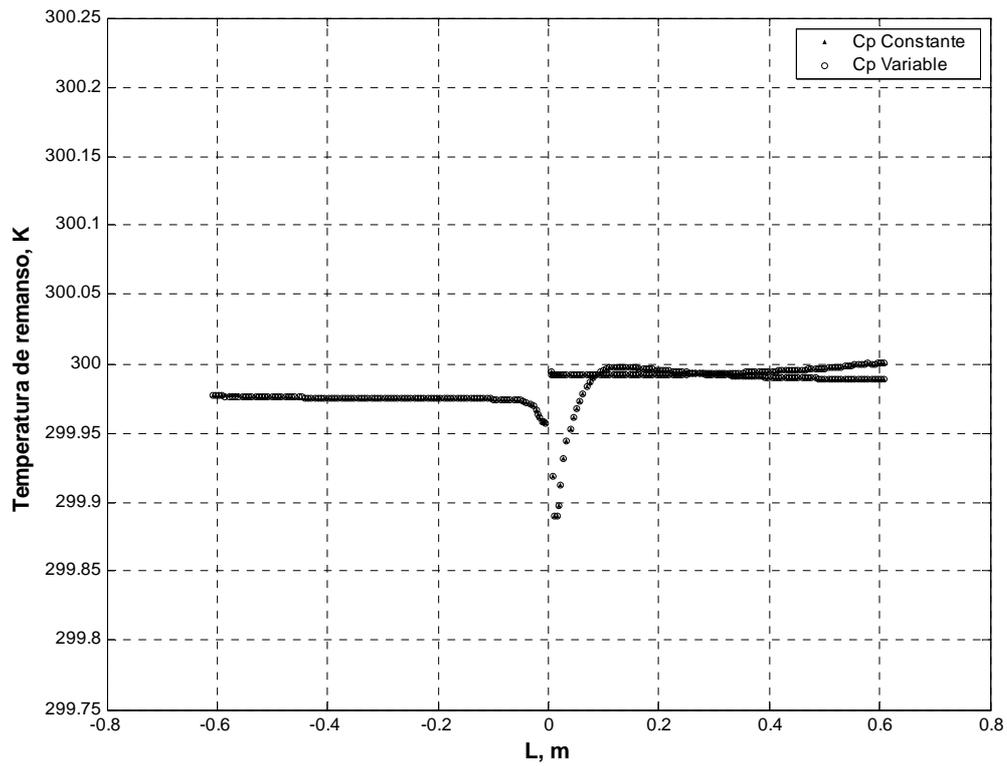


a)  $G_3 = 0.032 \text{ kg/s}$ , configuración D2,  $q = 1$ .

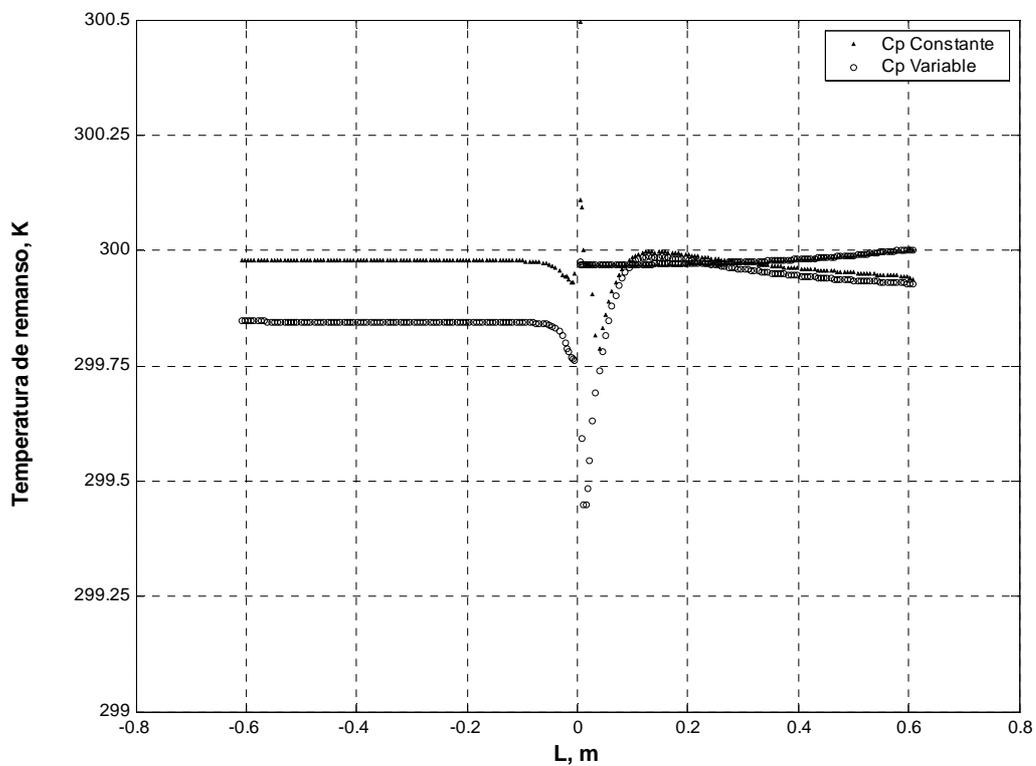


b)  $G_3 = 0.104 \text{ kg/s}$ , configuración D2,  $q = 1$ .

**Figura D.9** Evolución de la temperatura estática a lo largo de las ramas de la unión.



a)  $G_3 = 0.032 \text{ kg/s}$ ,  $D_2, q = 1$ .



b)  $G_3 = 0.104 \text{ kg/s}$ ,  $D_2, q = 1$ .

**Figura D.10** Evolución de la temperatura de remanso a lo largo de las ramas de la unión.

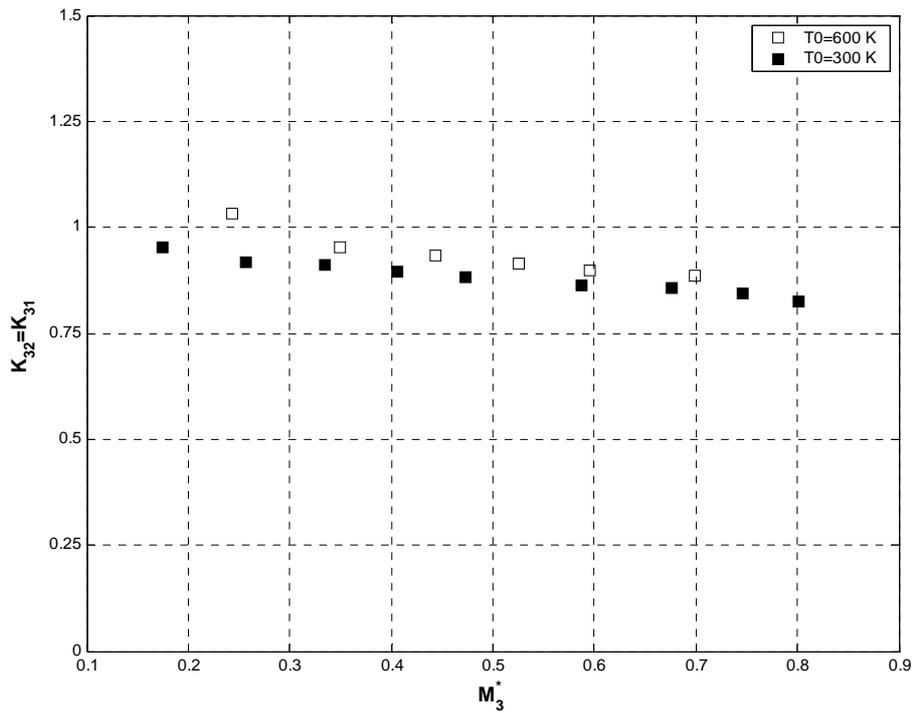
Al tratarse de un problema de flujo adiabático en un conducto de diámetro constante, el número de Reynolds a lo largo de cada una de las ramas, para un gasto másico dado, depende únicamente de la viscosidad dinámica, y ésta a su vez depende de la temperatura estática. En el rango de números de Reynolds simulados el coeficiente de pérdidas de la unión puede considerarse independiente de éste, aunque con objeto de que los resultados numéricos sean lo más exactos posible se ha utilizado, según se indica en el apartado 3.1 la ley de Sutherland para definir la dependencia de viscosidad molecular con la temperatura.

#### **D.4 Influencia de la temperatura de remanso como condición de contorno en las simulaciones**

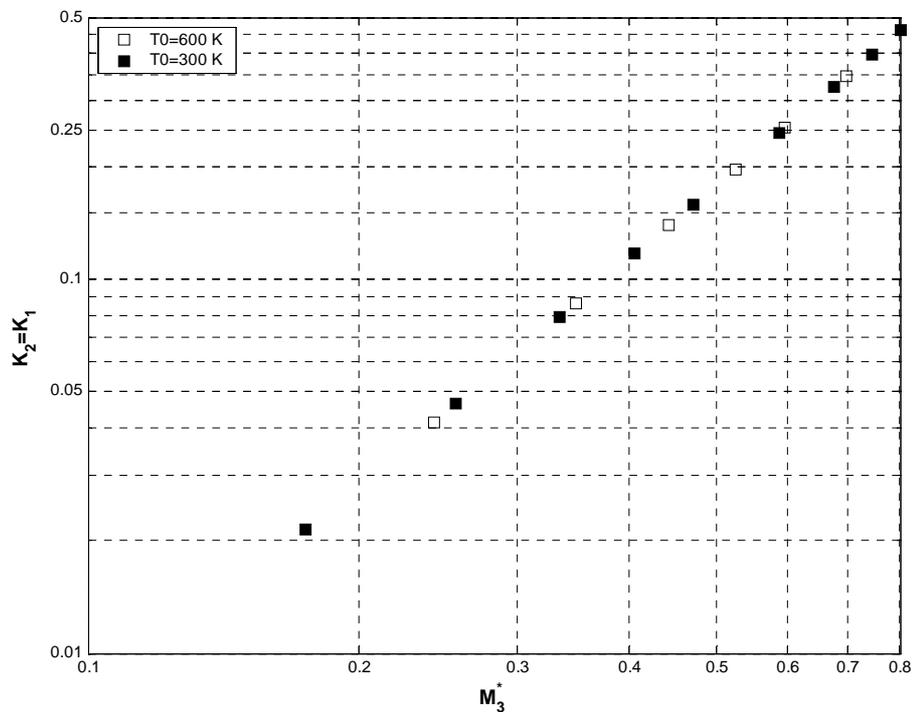
En este apartado se analiza la influencia de la temperatura de remanso establecida como condición de contorno, sobre el coeficiente de pérdidas. Dado que en todas las simulaciones se asume la condición de flujo adiabático y, por lo tanto, la temperatura de remanso debe mantenerse constante, resulta de interés analizar si el coeficiente de pérdidas puede verse influenciado por el valor fijado como condición de contorno para dicha variable.

En la figura D.11 se ha representado el coeficiente de pérdidas de presión de remanso definido por Miller, en función del número de Mach extrapolado para la rama común, para el tipo de flujo D2, y relación de gastos  $q = 0.5$ , obtenidos para el dominio computacional en el que la longitud de cada una de las ramas de la unión es  $100D$ . Se observa que los resultados son prácticamente coincidentes, sobre todo a altos números de Mach, si bien hay que tener en cuenta que para un mismo gasto másico de entrada fijado como condición de contorno "mass flow inlet" en la rama común, al establecer la temperatura de remanso,  $T_0 = 600\text{K}$ , el número de Mach es mayor que al fijar la temperatura de remanso en,  $T_0 = 300\text{K}$ , ya que la densidad del fluido y, por lo tanto, la velocidad varía linealmente con la temperatura, mientras la velocidad de propagación del sonido depende de la raíz cuadrada de la temperatura.

En la figura D.12 se representa el nuevo coeficiente propuesto, obtenido para las dos temperaturas de remanso simuladas, donde se observa que el grado de coincidencia de los resultados es muy bueno, debido a la menor sensibilidad de esta nueva definición a los cambios de presión estática, aunque las series correspondientes a cada temperatura proporcionan números de Mach diferentes.



**Figura D.11** Influencia de la temperatura de remanso en el cálculo del coeficiente de Miller. Comparación entre los resultados numéricos para diferentes valores de la temperatura de remanso. Bifurcación de flujos D2 ,  $q = 0.5$  .



**Figura D.12** Influencia de la temperatura de remanso en el cálculo del nuevo coeficiente propuesto. Comparación entre los resultados numéricos obtenidos considerando distintos valores de  $T_0$  . Bifurcación de flujos D2 ,  $q = 0.5$  .

## E. Promediado de magnitudes fluidas e influencia de la temperatura de remanso

En muchas aplicaciones, el flujo que atraviesa una superficie de control es aproximadamente unidimensional, es decir, las propiedades del flujo son casi uniformes en cada sección transversal. En este caso, los términos de la integral de flujo convectivo de una magnitud fluida  $\phi(\bar{x}, t)$  extensiva cualquiera, expresada por unidad de masa, se reducen a la integral de una constante. Sin embargo, cuando el flujo no es uniforme la distribución de cada magnitud fluida debe ser integrada transversalmente para obtener un valor promedio adecuado y representativo de cada sección transversal.

En la actualidad, la necesidad de promediar magnitudes en flujos no uniformes es cada vez mayor, principalmente al desarrollo de los códigos de simulación en CFD que proporcionan una gran cantidad de resultados. Según Cumpsty y Horlock (2006) hay un método de promediado "correcto" o adecuado, en el sentido de preservar las características esenciales de un flujo no uniforme, y éste depende del tipo de aplicación considerada, aunque se pueden establecer algunas reglas de aplicación en la mayoría de los casos. Las técnicas de promediado más extendidas son las de promediado en área y en masa ("area-average" y "mass-average"), si bien, existen otras como "availability-average", "thrust-average" ó "work-average", que también pueden ser utilizadas en ciertas aplicaciones. En general establecen que el promediado en área, que es el más utilizado, es adecuado para la presión y otras magnitudes estáticas de tipo intensivo, pero no para magnitudes de remanso, siempre que no existan grandes regiones de flujo desprendido, ya que en estos casos sería más exacto el promediado en masa. También es más adecuado este tipo de promediado, cuando, por ejemplo, se utiliza la temperatura estática para obtener otra magnitud de tipo específico como la entalpía o la entropía. Los autores analizan varios problemas y concluyen que si no existen grandes regiones de flujo desprendido las diferencias al promediar mediante diferentes técnicas son muy pequeñas, generalmente menores que la incertidumbre numérica de los resultados.

### E.1 Promediados implementados en Fluent

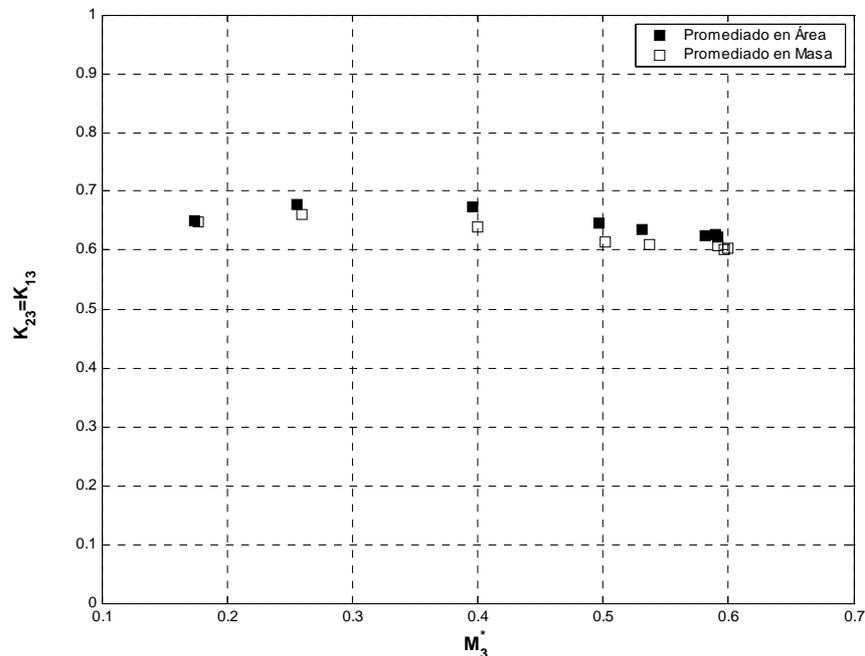
Fluent permite la posibilidad de realizar dos tipos de promediado transversal de las diferentes magnitudes fluidas calculadas, el promediado en área y el promediado en masa, mediante

$$\text{"Area-weighted average"} \quad \frac{1}{A} \int_A \phi_{(\bar{x}, t)} dA = \frac{1}{A} \sum_{i=1}^n \phi_{i(\bar{x}, t)} |A_i|, \quad (\text{E.1})$$

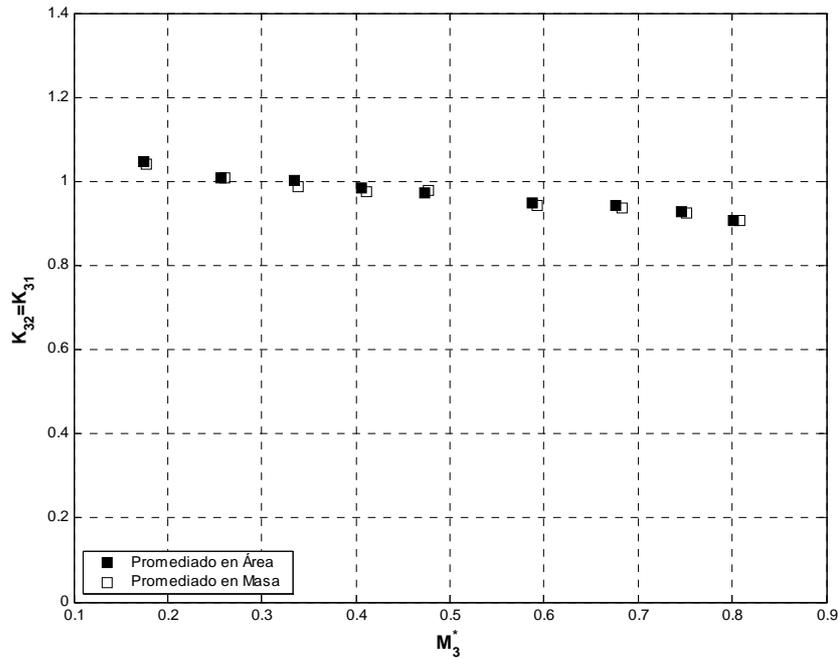
$$\text{"Mass-weighted average"} \quad \frac{\int_A \phi_{i(\bar{x},t)} \rho_{i(\bar{x},t)} |\nabla dA|}{\int_A \rho_{i(\bar{x},t)} |\nabla dA|} = \frac{\sum_{i=1}^n \phi_{i(\bar{x},t)} \rho_{i(\bar{x},t)} |\bar{\nabla}_i A_i|}{\sum_{i=1}^n \rho_{i(\bar{x},t)} |\bar{\nabla}_i A_i|}. \quad (\text{E.2})$$

## E.2 Magnitudes fluidas a promediar para el procesamiento de resultados

Con objeto de reducir al máximo la influencia del tipo de promediado y error cometido, el algoritmo de procesamiento de los resultados numéricos requiere como datos de partida, únicamente, las temperaturas estática y de remanso para las diferentes secciones transversales a lo largo de cada una de las ramas. La temperatura estática es una magnitud fluida "intensiva" y, por lo tanto, el promediado en área es adecuado. Por otro lado, la temperatura de remanso se mantiene prácticamente constante en todo el dominio computacional, al tratarse de flujo adiabático y el tipo de promediado tampoco afectará significativamente. En las figuras E.1 y E.2 se ha representado el coeficiente de pérdidas de Miller en función del número de Mach extrapolado en la rama común, obtenido partiendo de los resultados de temperatura estática y temperatura de remanso promediados en área y en masa, para los casos de unión de flujos C2,  $q = 0.5$  y D2,  $q = 0.5$  respectivamente.

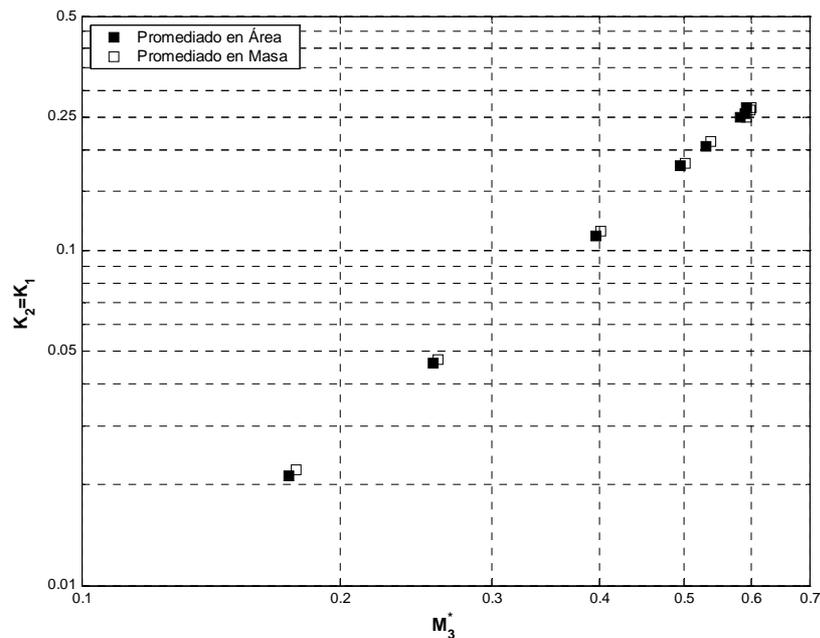


**Figura E.1** Influencia del tipo de promediado en el coeficiente de pérdidas de Miller. Unión de flujos C2,  $q = 0.5$ .

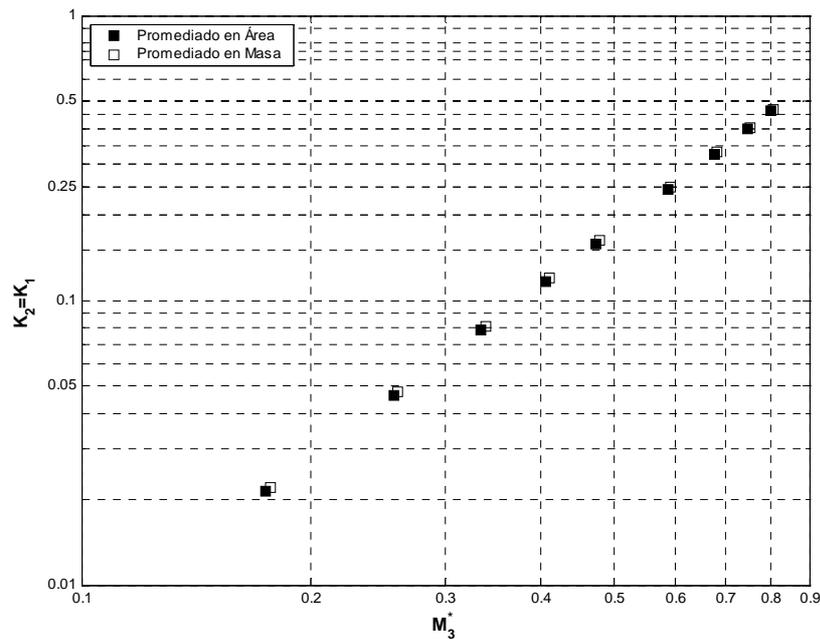


**Figura E.2** Influencia del tipo de promediado en el coeficiente de pérdidas de Miller. Bifurcación de flujos D2 ,  $q = 0.5$ .

Como puede observarse, la influencia del tipo de promediado en ambos coeficientes no es significativa en ninguno de los dos tipos de flujo analizados ni para ninguna de las dos definiciones. Sólo para el caso de unión de flujos y cuando se utiliza el coeficiente de pérdidas definido por Miller se aprecia una pequeña diferencia entre los dos tipos de promediado, siendo el coeficiente de pérdidas obtenido a partir de los resultados promediados en "masa" ligeramente inferior al obtenido promediando en "área" (figuras E.3 y E.4).



**Figura E.3** Influencia del tipo de promediado en el nuevo coeficiente propuesto. Unión de flujos C2 ,  $q = 0.5$ .

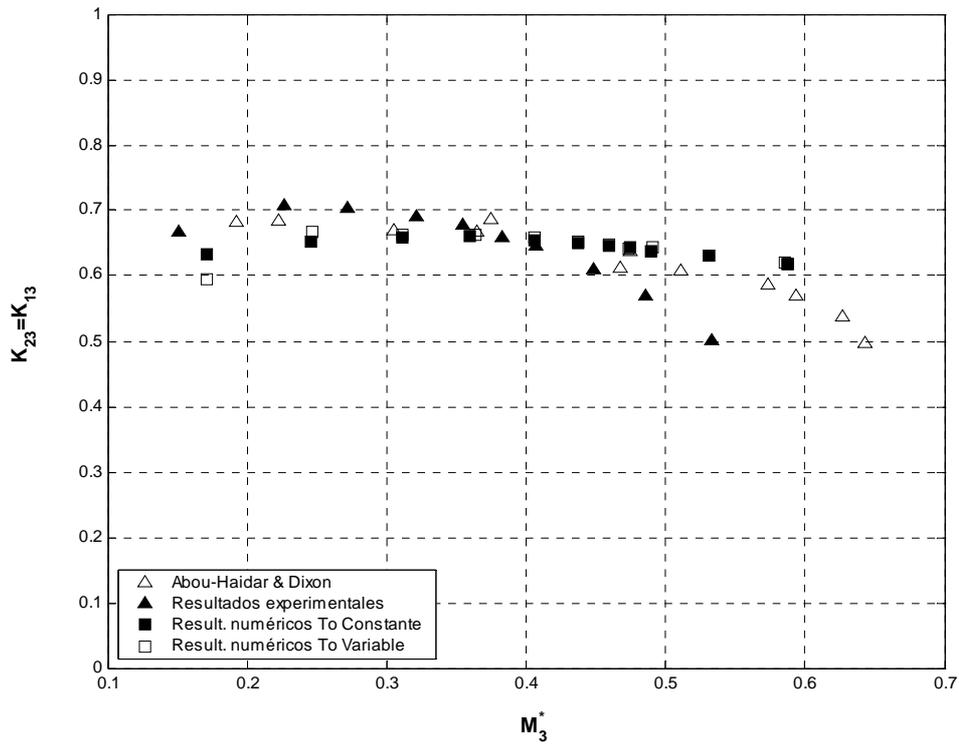


**Figura E.4** Influencia del tipo de promediado en el nuevo coeficiente propuesto. Bifurcación de flujos D2 ,  $q = 0.5$  .

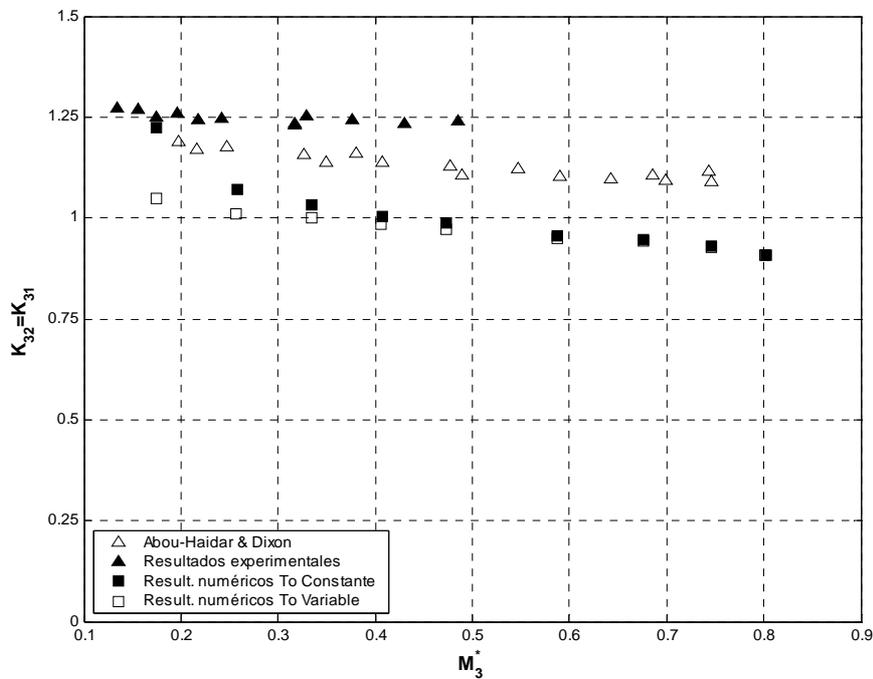
### E.3 Influencia de la temperatura de remanso en el procesado

Las variaciones locales en la temperatura de remanso, que se pueden producir en algunas regiones del dominio computacional, como consecuencia de la influencia de las condiciones de contorno o debido a la existencia de regiones de flujo separado aguas abajo de la intersección de flujos, dan lugar a una cierta dispersión de resultados en el cálculo del número de Mach y el coeficiente de fricción a partir de los resultados numéricos. Para reducir esta dispersión de resultados puede ser necesario considerar la temperatura de remanso constante. En este apartado se analiza la influencia de asumir esta hipótesis. En las figuras E.5 y E.6 se ha comparado el coeficiente de pérdidas de Miller obtenido a partir de los resultados numéricos considerando la temperatura de remanso constante y variable según la salida de Fluent, con los resultados experimentales y de Abou-Haidar & Dixon para los casos de unión de flujos C2 ,  $q = 0.5$  , y bifurcación de flujos D2 ,  $q = 0.5$  , respectivamente.

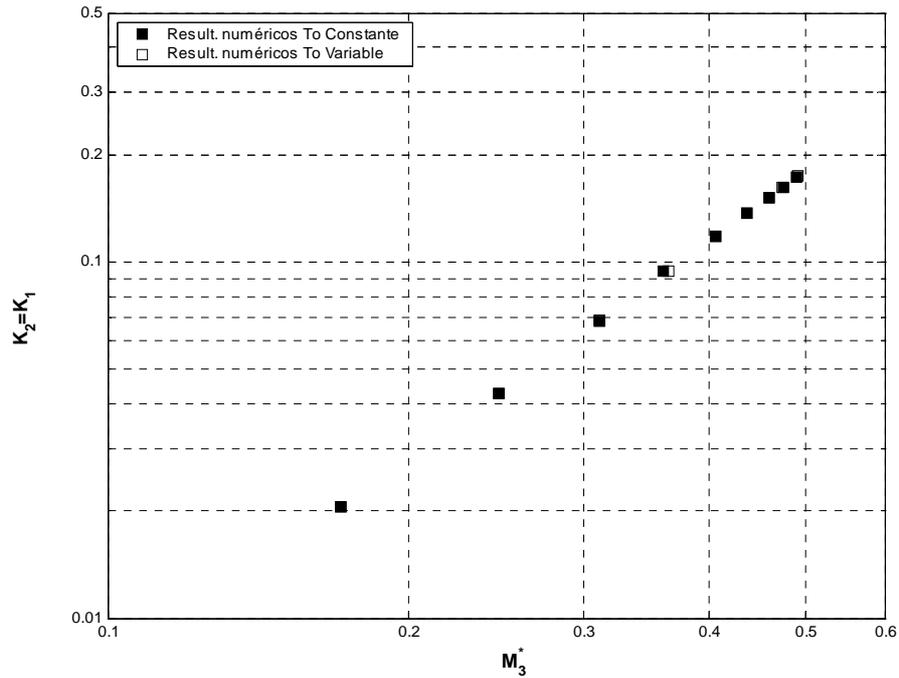
En ambos casos se puede observar que existen diferencias en el cálculo del coeficiente de pérdidas sobre todo a bajos números de Mach. Para el tipo de flujo C2 estas diferencias son mínimas, sin embargo, para el tipo de flujo D2 las diferencias son algo mayores, sobre todo en la región de  $M_3^* \leq 0.25$  . En las figuras E.7 y E.8 se ha representado el nuevo coeficiente propuesto en ambos tipos de flujo C2 ,  $q = 0.5$  , y D2 ,  $q = 0.5$  , respectivamente, considerando la temperatura de remanso constante y variable. Se puede observar que en este caso no hay diferencias apreciables en el coeficiente de pérdidas.



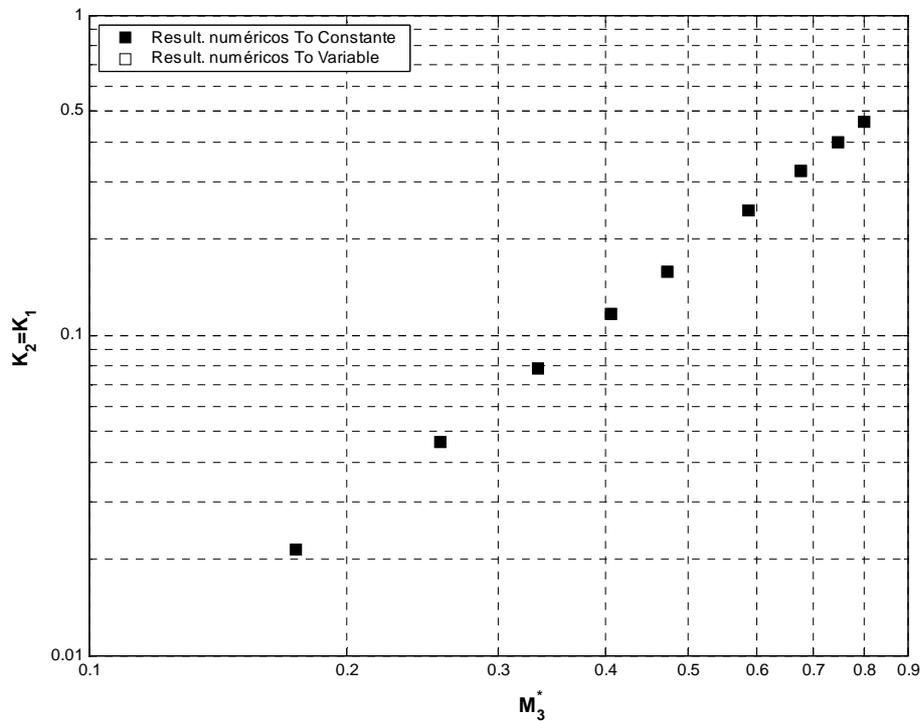
**Figura E.5** Influencia de la temperatura de remanso en el cálculo del coeficiente de pérdidas de Miller. Comparación entre datos de Abou-Haidar y Dixon, resultados experimentales y numéricos para diferentes presiones. Unión de flujos C2 ,  $q = 0.5$  .



**Figura E.6** Influencia de la temperatura de remanso en el cálculo del coeficiente de pérdidas. Comparación entre datos de Abou-Haidar y Dixon, resultados experimentales y resultados numéricos para diferentes presiones. Bifurcación de flujos D2 ,  $q = 0.5$  .



**Figura E.7** Influencia de la temperatura de remanso en el cálculo del nuevo coeficiente propuesto. Comparación entre los resultados numéricos obtenidos considerando  $T_0$  constante y variable. Unión de flujos C2 ,  $q = 0.5$  .



**Figura E.8** Influencia de la temperatura de remanso en el cálculo del nuevo coeficiente propuesto. Comparación entre los resultados numéricos obtenidos considerando  $T_0$  constante y variable. Bifurcación de flujos D2 ,  $q = 0.5$  .

## Bibliografía

**Abou-Haidar, N. I., Dixon, S.L.**, (1992), Pressure Losses in Combining Subsonic Flows Through Branched Ducts. Trans. ASME, J. of Turbomachinery, Vol. 114, pp. 264-270

**Abou-Haidar, N. I., Dixon, S.L.**, (1994), Measurement of Compressible Flow Pressure Losses in Wye-Junctions. Trans. ASME, J. of Turbomachinery, Vol. 116, pp. 535-541

**Abou-Haidar, N. I.** (1994), Computational modeling of combining compressible flow through 30-150° tee junctions. ASME (IGTI) pub. 8<sup>th</sup> Congress & Exp. on Gas Turbines in Cogeneration and Utility. Industrial Independent Power Generation. Portland, Vol. 9 pp. 141-150

**Anderson, J.D.**, (1990), Modern compressible flow: with historical perspective. McGraw-Hill, New York

**Basset, M.D.; Pearson, R.J.; Winterbone, D.E.**, (1998), Estimation of steady flow loss coefficients for pulse converter junctions in exhaust manifolds. Procc. Inst Mech Eng. C554/022/98

**Basset, M.D.; Pearson, R.J.; Winterbone, D.E.; Sierens, R.**, (1999), Steady-flow loss-coefficient estimation for exhaust manifold pulse-converter type junctions, paper SAE 1999-01-0213

**Basset, M.D.; Winterbone, D.E.; Pearson, R.J.**: (2000), Modeling engines with pulse converted exhaust manifolds using one-dimensional techniques. SAE paper 2000-01-0290

**Benson, R. S., Woollatt, D., Woods, W.A.**, (1963-1964), Unsteady flow in simple branch systems, Proc. Instn. Mech. Eng., Paper 10, Vol 178 Pt 31(iii), pp. 285-296

**Bingham, J.F., Blair, G.P.**: (1985), An improved branched pipe model for multi-cylinder automotive engine calculations. Proc. Inst. Mech. Eng, Vol 199 n° D1, pp. 65-77

**Blair, G.P.**: (1999), "Design and Simulation of Four-Stroke Engines", Society of Automotive Engineers, SAE Order No. R-186, ISBN 0-7680-0440-3

**Blair, G.P., Kirkpatrick, S.J., Mackey, D.O., Fleck, R.**: (1995), Experimental validation of 1D modelling codes for a pipe system containing area discontinuities, Paper SAE 950276

**Bulaty, T., Widenhorn, M.**, (1993), "Unsteady flow calculation of sophisticated exhaust systems using a multibranch junction model, ASME J. of Engineering for Gas Turbines and Power, 115, pp. 756-760

**Celik, I.B.**, (2004), Procedure for Estimation and Reporting of Discretization Error in CFD Applications. Mechanical and Aerospace Engineering Department, West Virginia University, Morgantown WV

**Chan, C.L.; Winterbone, D.E.; Nichols, J.R.; Alexander, G.I.**: (1986), A detailed study of compact exhaust manifolds applied to automotive diesel engines. Proc. Inst. Mech. Eng, Part C113/86, pp. 269-281

**Chiatti, G., Chiavola, O.**, (2002), "Multicode prediction of the influence of the exhaust system on the performance of a turbocharged engine, ASME, J. of Engineering for Gas Turbines and Power, 124(3), pp. 695-701

**Christian, A., Selamet, A., Miazgowicz, K.D., Tallio, K.V.**, (2004), Flow losses at circular T-junctions representative of intake plenum and primary runner interface, Paper SAE 2004-01-1414

**Corberán, J. M.**: (1992), A new constant pressure model for N-branch junctions, Proc. Inst. Mech. Engrs. Part 31(iii) 178, pp. 24-49, 1992

**Cumpsty, N. A., Horlock, J.H.**, (2006), Averaging Non uniform Flow for a Purpose. Trans. ASME, J. of Turbomachinery, Vol. 128 , pp "120-129"

**Curtill, R.; Magnet, J.**: (1978) Exhaust pipe system for high pressure charging. Proc IMechE. Conference on Turbocharging and Turbochargers Paper N° C65/78 pp. 147-158

**Dadone, A.**, (1973), Perdite di carico nelle giuzinoni, (in Italian) ATA 26, pp. 214-224

**Deckker, B.E.L.**: (1979), Development of separation and blockage in branched converging compressible flows, Int. Journal Mech. Science, Vol 21 pp. 41-52

**Endo, M., Iwamoto, J.**, (1995), Numerical analysis of pulsatile flow in pipe system with three-way junction, paper SAE 952068

**ESDU**, (1973), Pressure losses coefficients in three-leg pipe junctions: dividing flows, N° 73022 Engineering Sciences Data Unit, London

**ESDU**, (1973), Pressure losses coefficients in three-leg pipe junctions: combining flows, N° 73023 Engineering Sciences Data Unit, London

**Flamang, P.; Sierens, R.**: (1989), Experimental and theoretical analysis of the flow in exhaust pipe junctions. Proc. Inst. Mech. Eng, Part C382/082, 1989, pp 461-469

**Galindo, J.; Luján, J.M., Serrano, J.R., Dolz, V., Guilain, S.**, (2004), Design of an exhaust manifold to improve transient performance of a high-speed turbocharged diesel engine, Experimental Thermal and Fluid Science, 28 pp. 863-875

**Fleck, R., Long, P.T., Thornhill, D.J. and Blair, G.P.**: (1998), Validation of a non-isentropic, pressure loss, branched pipe junction model. SAE Paper 982055

**Freitas, C.J, Ghia, U., Celik, I., Roache, P., and Raad, P.**, (2003). ASME's quest to quantify numerical uncertainty. 41<sup>st</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, January 6-9. AIAA Paper 2003-627

**Fu, H., Tindal, M.J., Watkins, A.P., Yianneskis, M.**, (1992), Computation of three-dimensional turbulent flows in a pipe junction with reference to engine inlet manifolds, Proc. Instn. Mech. Eng., Vol 206 C02192, pp. 285-296

**Fu, H., M.J., Watkins, A.P., Yianneskis, M.**, (1994), The effects of flow split ratio and flow rate in manifolds, Int. Journal for numerical methods in fluids, Vol 18 pp. 871-886

**Gan, G., Riffat, S.B.**, (2000), Numerical determination of energy losses at duct junctions, Applied energy, 67, pp. 331-340

**Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement**, ISO, (1993)

**Hager, W. H.**, (1984), An approximate treatment of flow in branches and bends, *Procc. Inst. Mech. Eng.* Vol 198C, N° 4, pp. 63-69

**Idelchik, I.E.**: (1996) *Handbook of Hydraulic Resistance*. 3<sup>a</sup> Edition, New York, Begell House, Inc., 705 pp

**ISO**, (1995), *Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement*, Corrected and reprinted 1995, International Organization for Stand. (ISO), Geneva, Switzerland, pp. 9-78

**Ito, H., Imai, K.**, (1973), "Energy losses at 90° pipe junctions", *ASCE, J. of Hydraulic Division*. HY9 pp. 1353-1369

**Keenan, J.H., Neuman, E.P.**, (1946), "Measurement of friction in a pipe for subsonic and supersonic flow of air", *Journal of Applied Mechanics*, Vol 13-2 pp. A-91

**Kentfield J. A. C.**: (1993) *Non-steady, One-dimensional, internal, compressible flow. Theory and applications*. Oxford University Press. New York

**Kesgin, U.**, (2005), "Study on the design of inlet and exhaust system of a stationary internal combustion engine", *Energy Conversion and management*, 46, pp. 2258-2287

**Kuo, T.W., Chang, S.**, (1993), Three-dimensional steady flow computations in manifold-type junctions and a comparison with experiment, Paper SAE 932511

**Kuo, T.W., Khaligi, B.**, (1995), Numerical study on flow distribution in T-junctions and comparison with experiment. *Trans ASME, ICE Vol 23 Eng. modeling* pp. 8-31

**Leschziner, M.A., Dimitriadis, K.P.**, (1989), Computation of three-dimensional turbulent flow in non-orthogonal junctions by a branch-coupling method, *Computer & Fluids*, Vol 17, N° 2, pp. 371-396

**Manual Fluent v 6 .2** (2000)

**Miller, D.S.**, (1978), *Internal Flow Systems-*, 2<sup>nd</sup> ed. Reprinted (1996), BHRA Crankfield, Bedford, UK

**Miller, D.S.**, (1984), *Compressible Internal Flow*, Vol 10 *Fluid Eng. Series BHRA*

**Menter, F.R.**, (1992), *Improved Two-Equation  $k - \omega$  Turbulence Models for Aerodynamic Flows*, NASA TM-103975

**Morimune, T.; Hirayama, N.; Toshiyuki Maeda, T.**, (1981), Study of compressible high speed gas flow in piping system, *Bulletin of the JSME*, Vol. 124, N° 198, pp. 2082-20892

**Oberkampf, W.L., DeLand, S.M., Rutherford, B.M., Diegert, K.V., and Alvin, K.F.**, (1999). A new methodology for the estimation of total uncertainty in computational simulation. 40<sup>th</sup> AIAA/ASME/ASCE/AHS/ASC Structures, Structural Dynamics, and Material Conference and Exhibit, St. Louis, MO, April, 12-15, 3061-3083, AIAA Paper 99-1612

**Oka, K.; Nozaki, T.; Ito, H.**: (1996), Energy losses due to combination of flow Tees. *JSME Series B*, Vol. 39, N° 3 pp. 489-498

**Oka, K.; Ito, H.**: (2005), Energy losses at Tees With Large Area Ratios. *ASME J. of Fluid Engineering*, Vol. 127, pp. 110-116

**Oosthuizen, P.H., Carscallen, W.E.**, (1997), *Compressible fluid flow*, McGraw-Hill New York

- Pearson, R.J.; Basset, M.D.; Batten, P.; Winterbone, D.E.; Weaver, N.W.E.:** (1999), Multi-dimensional wave propagation in pipe junctions. SAE paper 1999-01-1186
- Payri, F.; Galindo, J.; Bermúdez, V.; Gutierrez, P.; Mathieu, H.:** (2000), Experimental analysis of the influence of exhausts manifold junction geometry on its fluid-dynamic behavior. SAE paper 2000-01-0914
- Ramamurthy, A.S., Zhu, W., and Carballada, B.L.,** (1996), "Dividing Rectangular Closed Conduit Flows", ASCE, J. Hydraulic Eng., 122, pp. 687-691
- Ramamurthy, A.S., and Zhu, W.,** (1997), "Combining Flows in 90° Junctions of Rectangular Closed Conduits", ASCE, J. Hydraulic Eng., 123, pp. 1012-1019
- Rasmussen, K.:** (1997), Calculation methods for the physical properties of air used in the calibrations of microphones. A proposal for a unified calculation procedure to be used among European metrology laboratories. Department of Acoustic Technology. Technical University of Denmark. Report PL-11b
- Sanmiguel-Rojas, E., Ortega-Casanova, J., Del-Pino-Peñas, C. and Fernandez-Feria, R.:** (2005), A Cartesian grid finite-difference method for 2D incompressible viscous flows in irregular geometries. J. of Computational Physics, 204 pp.302-318
- Shaw, C.T., Lee, D.J., Richardson, S.H., Pierson, S.,** (2000), Modelling the effect of plenum-runner interface geometry on the flow through an inlet system, Paper SAE 2000-01-0569
- Sloan, S.A.; Nettleton, M.A.:** (1971) The propagation of weak shock waves through junctions. V Shock tubes research, Procc. N° 18, Chapman London
- Walpole, R.E., Myers, R.H., Myers, S.L.:** (1999), Probabilidad y estadística para ingenieros, Prentice Hall Hispanoamericana, Capítulos 11 y12, 6ª edición, México. ISBN 970-17-0264-6, pp "358-461"
- Watson, N.; Janota M.S.:** (1984), Turbocharging the Internal Combustion Engine. Macmillan Publishers Ltd. London
- Wilcox, D.:** (2000), Turbulence modeling for CFD. DCW Industries, Inc., Griffin printing, California
- William-Louis, M.J.P.; Ould-El-Hadrami, A.; Tournier, C.,** (1998), On the calculation of the unsteady compressible flow through an N-branch junction, Procc. Inst. Mech. Eng. Vol 212 Part C, C07596 pp. 49-56
- Winterbone, D.E.; Pearson, R.J.:** (2000), Theory of engine manifold design. Wave action methods for IC engines. Professional Engineering Publishing. London
- Winterbone, D.E.; Pearson, R.J.:** (2000), Design techniques for engine manifolds. Wave action methods for IC engines. Professional Engineering Publishing. London
- Wren, E.; Azzopardi, B.J.,** (2004), Affecting the phase split at a large diameter T-junction by using baffles, Experimental Thermal and Fluid Science, 28 pp. 835-841
- Zhang, H.; Li, H.; Wu, B.; Fischer, R.:** (1999), Characteristics of single constant-pressure and MPC exhaust manifolds for applications of locomotive engines, ASME pp 13-26
- Zhang, Y.; Li, B.; Zhang, Y.:** (1999), Experimental Investigations of a Novel Modular Pulse Converter Turbocharging System for Vehicle Engines, paper SAE 1999-01-1245

**Zhao, Y., Winterbone, D.E.**, (1994), A study of multi-dimensional gas flow in engine manifolds, Proc. Inst. Mech. Eng., Vol 218, Part C, D04892

**Zucrow, M.J.; Hoffman, J.D.**: (1976), Steady one-dimensional flow with friction. John Wiley & Sons, Gas Dynamics (I) Chapter 5, 1ª Edition. New York, 1976, pp "242-326"

### **Proyectos Final de Carrera**

**Murcia Murcia, I.:** (2001), "Diseño, cálculo y montaje de una instalación de aire comprimido para utilización como banco de flujo destinado a la investigación experimental en Mecánica de Fluidos"

**Cano Cerón, A.:** (2002), "Desarrollo de un procedimiento de ensayo para caracterización de elementos singulares en flujo compresible estacionario. Obtención del coeficiente de pérdidas de presión en uniones de conductos"

**Luna Torrano, A.:** (2004) "Caracterización experimental de uniones de conductos tipo "T" a 90° en flujo compresible estacionario. Obtención del coeficiente de pérdidas de presión de remanso y comparación con resultados numéricos y datos de referencia"

**Murcia Murcia, I.:** (2001) "Simulación Numérica 3D del Flujo Turbulento Compresible Estacionario en Uniones de Conductos Tipo "T" y Tipo "Y". Validación con Datos Experimentales Mediante el Cálculo del Coeficiente de Pérdidas de Presión de Remanso"

**Sánchez Agüera, R.F.:** (2006) "Caracterización experimental del coeficiente de pérdidas en flujo compresible estacionario en uniones direccionales"

**Talón Toledo, R.:** (2006) "Simulación Numérica 3D del Flujo Compresible Estacionario en Uniones Direccionales mediante Fluent"

